Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

1

ОНТИ
НКТП СССР
1935

Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

Том первый

РАСЧЕТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОБЩЕГО ЗНАЧЕНИЯ. МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Перевод с немецкого под редакцией Ю. С. Чечета

Допущено ГУУЗом НКТП в качестве учебного пособия для энергетических втузов



ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
ЛЕНИНГРАД 1935 МОСКВА

ЭЭ-20-5-2

ТКК № 56. Цена 7 р., пер. 1 р.

ELEKTRISCHE MASCHINEN

von

Prof. Rudolf Richter

Erster Band

ALLGEMEINE BERECHNUNGSELEMENTE
DIE GLEICHSTROMMASCHINEN

Том первый классического труда Рудольфа Рихтера „Электрические машины“ делится на три части.

В первой части излагаются основные понятия в области электротехники, знание которых необходимо для прохождения курса электрических машин. Вторая часть содержит введение в электромашиностроение, в котором рассматриваются основные принципы устройства и работы электрических машин; в третьей части разбираются машины постоянного тока и приводятся основы их проектирования.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов втузов электротехнической специализации, являясь наряду с этим руководством для инженеров, работающих в области электромашиностроения.

Сдано в набор 9 февраля 1935 г.
Поступило к печати 17 июня 1935 г.
Формат бумаги 62×94
Количество бум. листов $18^3/_8$.
Учетно-авторских листов 48
Коли. печ. знаков в 1 бум. листе 101504.
Леноблгорлит № 13944

Ответственный редактор М. И. Заморзаев.
Техн. редактор М. Б. Рабинович

Заказ № 1958
Тираж 7000 экз.
Энергоредакция № 197/Л

4-я тип. ОНТИ НКТП СССР «Красный Печатник». Ленинград, Международн., 75а.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

Стр.

Стр.

III. Машина постоянного тока

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ПЕРЕВОДУ.

Предлагаемая вниманию читателя книга проф. Р. Рихтера представляет собой в новейшей электротехнической литературе явление безусловно исключительное. Достаточно сказать, что со времени выхода ее в свет (1924 г.) ни один сколько-нибудь серьезный труд, посвященный электрическим машинам, не обходится без многочисленных выдержек, формул, таблиц, чертежей, взятых из книги Рихтера. Это становится понятным, если учесть, что в данной книге собран колоссальный фактический материал, представляющий результаты многочисленных исследований и изысканий в области электромашиностроения. Однако, заслуга автора не только в том, что он явился компилятором, хотя бы и очень талантливым, чужих мыслей. Выдающийся ученый, сам автор многочисленных научных работ, Рихтер сумел в своей книге объединить все то огромное количество сырого материала, который имелся в его распоряжении и, что самое важное, сумел из этого материала выбрать самое существенное и достоверное. Можно без преувеличения сказать, что труд Рихтера является энциклопедией теоретического электромашиностроения. Как автор указывает в предисловии, он предполагал для всего курса ограничиться двумя томами, из которых первый посвящен основам электромашиностроения вообще и машинам постоянного тока, а второй — всем машинам переменного тока. Но в настоящее время, когда вышел уже второй том, оказалось, что в нем удалось поместить только теорию синхронных машин и что, повидимому, понадобится еще по крайней мере 2 тома для рассмотрения трансформаторов и асинхронных машин (индукционных и коллекторных). Мы видим, таким образом, что труд автора перерос его предположения.

Книга Рихтера может быть рекомендована прежде всего как руководство для студентов наших электромашиностроительных ВТУЗов. Большую пользу принесет она несомненно и заводским инженерам, среди которых за последние годы вырос значительный интерес к теоретическим трудам, касающимся их специальности.

При редактировании перевода большое внимание было обращено на установление правильной терминологии. Совершенно исключены такие устаревшие термины, как „ваттный“, „безваттный“, „напряжение поля“ и т. д.

Кроме того перевод снабжен довольно большим числом примечаний, поясняющих терминологию (там, где это необходимо) и освещающих некоторые вопросы, которые недостаточно полно изложены у автора. Все эти примечания приведены в конце книги, а ссылки на них, помещенные в тексте, обозначены бук-

вой Р с цифрой, заключенными в квадратные скобки, например [Р15].

Мы надеемся, что русский перевод этой книги будет способствовать самому широкому ее распространению среди студентов, инженеров и научных работников СССР, особенно в связи с тем колоссальным прогрессом, который мы наблюдаем в развитии нашей электромашиностроительной промышленности.

Проф. Ю. Чечет.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА.

Эта книга представляет собой расширенное издание моих лекций по курсу электрических машин и трансформаторов, читаемому в течение трех семестров. Она охватывает два тома, из которых первый, лежащий перед читателем, рассматривает основы расчета, общие для всех машин и трансформаторов, и теорию машин постоянного тока. Второй том будет посвящен теории машин переменного тока и трансформаторов.

Расчет механической прочности в этой книге не рассматривается. Равным образом не найдет здесь читатель ничего относительно технологии материалов, применяемых в электромашиностроении, а также и относительно диэлектрических свойств изолирующих материалов. Зато все магнитные, электрические и термические процессы, имеющие место в электрических машинах и трансформаторах, поскольку они являются чрезвычайно важными для всех машин и в частности для машин постоянного тока, рассмотрены в настоящем первом томе весьма подробно и обработаны в соответствии с результатами новейших исследований. Что касается конструктивных данных и процессов производства, то они затронуты здесь лишь в том объеме, который необходим для упражнений в расчете и проектировании электрических машин, производимых студентами высших технических школ. Якорные обмотки, которым автор посвятил отдельную книгу, также не нашли здесь глубокого освещения, и их теория изложена лишь постольку, поскольку это необходимо для ясного понимания остальных отделов.

В конце книги приведен указатель литературы для более детального углубления в сущность рассматриваемого материала. Ссылки на этот указатель помещены в тексте и обозначены буквой Л с соответствующим номером.

Алфавитный указатель и подробное оглавление должны облегчить разыскивание нужных отделов, в которых рассматриваются отдельные вопросы. Для того чтобы дать возможность читателю сразу познакомиться с практически важными выводами по тем или иным вопросам, не вдаваясь первоначально в детальное изучение многочисленных исследований, в отдельных главах собраны результаты этих исследований в виде кратких сводок. Такие сводки читатель найдет в отделах IIG5 относительно магнитной характеристики (G1 до 4), IIH3 относительно потерь в железе (HI и 2) IIIB4 относительно коммутации тока (BI до 3), IIIB10a относительно

ЭДС коммутации (B4 до 9) и IIIF8 относительно хода расчета. Важнейшие расчетные формулы выделены в книге жирным шрифтом. Короткая глава (в конце книги) посвящена способу написания уравнений и выбору единиц.

Подготовка этой книги производилась в течение нескольких лет. За это время большая помощь в производстве отдельных вычислений, зачастую весьма кропотливых, была оказана мне моими ассистентами и отдельными студентами. Для книги использованы и несколько дипломных работ, на что имеются ссылки в примечаниях. Мой бывший ассистент доктор инженер О. Лебль (Oskar Löbl), ныне главный инженер фирмы Bergmann-Elektrizitäts-Werke в Берлине, прочел часть рукописи и первой корректуры, чем оказал мне большую помощь. В начале печатания книги моим неустанным и деятельным помощником был мой ассистент инж. Г. Вейсгеймер (Herbert Weissheimer), помощь которого при многих последующих дополнениях и улучшениях я должен особенно отметить.

Всем им я приношу здесь за их сотрудничество сердечную благодарность. Большую благодарность я должен высказать также и издательству за ту готовность, с которой оно всегда охотно шло навстречу всем моим пожеланиям.

Р. Рихтер.

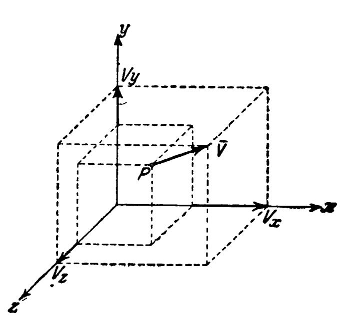
Карлсруэ, июнь 1924 г.

I. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ

А. Физико-математические понятия.

1. Вектор.

Геометрические и физические величины, с которыми мы имеем дело в электромашиностроении, определяются или простыми числовыми выражениями в единицах измерения или для их точного определения требуется еще и указание направления. Величины первой группы называют скалярами; сюда относятся: объем, температура и электрическая проводимость. Величины второй группы называют векторами; к ней принадлежат: линейный элемент, сила, скорость, напряженность поля и т. д. Если, например, мы говорим о силе, то с этим понятием мы соединяем не только количественную величину, но и направление действия силы. Вектор $\overline{V}$, действующий в точке P пространства, мы можем представить линией, совпадающей с направлением вектора и по длине равной величине (скалярной) вектора. Любой вектор можно разложить на составляющие: по величине и направлению он однозначно определяется в прямоугольной системе координат компонентами V_x, V_y, V_z (фиг. 1). В этой книге мы будем обозначать векторы буквами с чертой над ними (например $\overline{A}$, $\overline{S}$ и т. д.), а величины векторов — теми же буквами, но без черты.



Фиг. 1. Изображение вектора.

2. Векторное поле.

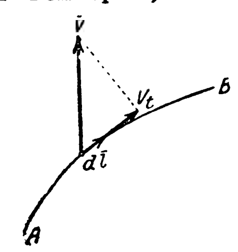
Пространство, заполненное вектором, в котором, следовательно, господствует некоторое физическое состояние, имеющее в каждой точке величину и направление, называется векторным полем. В электро-машиностроении мы изучаем магнитные и электрические поля, причем особенное внимание уделяем магнитному полю. Если в любой точке рассматриваемого пространства вектор имеет одну и ту же величину и одно и то же направление, то такое пространство называют равномерным или однородным полем. Практически равномерное векторное поле представляет собой магнитное поле земли, если мы ограничимся достаточно малым объемом пространства (например объемом комнаты).

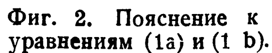
Для описания векторного поля изображение посредством прямых линий, согласно фиг. 1, является непригодным. Ниже, в раз-

деле I, A, 6, будет изложен метод векторных трубок, дающий возможность чрезвычайно наглядно изображать векторные поля.

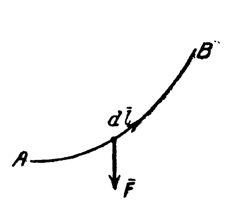
3. Линейный интеграл вектора.

Представим себе в векторном поле кривую AB (фиг. 2). Элемент $\overline{dl}$ этой кривой мы можем трактовать также как вектор, величина которого равна длине dl элемента. Пусть в точке пространства, в которой находится элемент кривой $\overline{dl}$, действует вектор $\overline{V}$; его тангенциальная составляющая пусть имеет величину V_t. Интеграл произведения тангенциальной составляющей вектора на элемент кривой

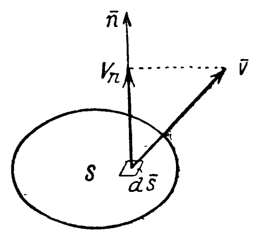




Фиг. 2. Пояснение к уравнениям (1a) и (1 b).



Фиг. 3. Пояснение к уравнению (1).



Фиг. 4. Пояснение к уравнению (2).

$$\int_A^B V_t dl = \int_A^B V dl \cos(\overline{V}, \overline{dl}) \tag{1a}$$

называют линейным интегралом вектора $\overline{V}$ по кривой AB. В векторном анализе употребляется также следующий сокращенный способ обозначения:

$$\int_A^B \overline{V}\overline{dl}. \tag{1b}$$

Линейный интеграл представляет собой величину скалярную. В качестве примера, иллюстрирующего изложенное, возьмем движение тела, на которое действует сила F (фиг. 3). Тогда линейный интеграл

$$\int_A^B \overline{F}\overline{dl} = \int_A^B F dl \cos(\overline{F}, \overline{dl}) \tag{1}$$

представляет собой механическую работу, совершаемую силами поля при движении тела по кривой AB.

4. Поток вектора.

Представим себе в векторном поле произвольную поверхность S (фиг. 4) и выделим элемент $\overline{dS}$ этой поверхности с нормалью $\overline{n}$. Этот элемент поверхности мы можем рассматривать как вектор, равный по абсолютной величине dS и по направлению совпадающий с нормалью $\overline{n}$ к элементу. В месте расположения элемента

поверхности пусть действует вектор $\overline{V}$, нормальная составляющая которого имеет величину V_n. Интеграл нормальной составляющей вектора по поверхности S

$$\int_S V_n dS = \int_S VdS \cos(\overline{V}, \overline{dS}) = \int_S \overline{V}\overline{dS} \quad (2)$$

называют поверхностным интегралом или потоком вектора $\overline{V}$ через поверхность S. Поток представляет собой скалярную величину.

В качестве примера векторного потока можно указать на электрический ток, протекающий по проводнику. Ток I в проводнике равняется поверхностному интегралу электрической плотности тока J, взятому по произвольной площади сечения q, наклонной или перпендикулярной к проводнику:

$$I = \int_q \overline{J}\,\overline{dq} = \int_q J_n dq. \quad (2')$$

У линейных проводников удобнее выбирать сечение, перпендикулярное к оси проводника (к направлению течения тока), и тогда $J_n = J$.

5. Поле, свободное от вихрей, и поле, свободное от источников.

Если внутри некоторого ограниченного пространства линейный интеграл вектора вдоль любой замкнутой кривой (интеграл обхода) равен нулю, то векторное поле в этом пространстве называют безвихревым или свободным от вихрей полем. Отсюда следует, что в безвихревом поле линейный интеграл вектора по всем путям с одинаковыми начальными и конечными точками имеет одно и то же значение. Мы можем поэтому каждой точке в безвихревом поле приписать определяемое от произвольной постоянной числовое значение — однозначный потенциал таким образом, чтобы разность потенциалов между двумя точками была равна линейному интегралу вектора поля по пути между этими точками Приписывая произвольно выбранное значение потенциала какой-либо одной точке, мы тем самым однозначно определяем потенциалы остальных точек поля.

Поверхности, на которых лежат точки равного потенциала, называют поверхностями уровня или эквипотенциальными поверхностями. Поверхности уровня пересекают линии поля, т. е. кривые, касательные к которым определяют направление вектора в каждой точке поля, всегда под прямым углом. И в вихревом поле, где потенциала не существует, можно при некоторых условиях также найти поверхности, перпендикулярные к направлению линий поля. Однако здесь эти поверхности уже не являются поверхностями уровня [Л6].

Такие поля называются полями, обладающими ортогональными поверхностями. Если взять линейные интегралы вектора поля по трем элементарным прямоугольникам, расположенным параллельно трем плоскостям прямоугольной системы координат, и приравнять

их нулю, то условие свободы поля от вихрей будет характеризоваться тремя уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial V_z}{\partial y}-\frac{\partial V_y}{\partial z}=0, \\ \frac{\partial V_x}{\partial z}-\frac{\partial V_z}{\partial x}=0, \\ \frac{\partial V_y}{\partial x}-\frac{\partial V_x}{\partial y}=0 \end{aligned}\right\} \tag{3a}$$

или, независимо от выбора системы координат, векторным уравнением

$$\operatorname{rot} \overline{V}=0. \tag{3b}$$

Если внутри ограниченной части пространства поверхностный интеграл вектора по произвольной замкнутой поверхности (поверхностный интеграл) равен нулю, то векторное поле в этой области называется свободным от источников. В таком поле силовые линии не имеют ни начальных, ни конечных точек. Если взять интеграл по поверхности элементарного параллелепипеда и приравнять его нулю, то условие свободы поля от источников будет характеризоваться уравнением

$$\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_y}{\partial y}+\frac{\partial V_z}{\partial z}=0 \tag{4a}$$

или, независимо от выбора системы координат, — векторным уравнением:

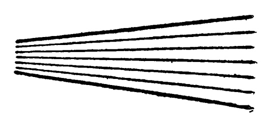
$$\operatorname{div} \overline{V}=0. \tag{4b}$$

Фиг. 5. Векторная трубка.

6. Векторная трубка.

Расположим в свободном от источников векторном поле перпендикулярно к направлению вектора небольшую площадку s. Тогда векторы, ограничивающие периметр площадки (фиг. 5), будут образовывать трубкообразную фигуру, называемую векторной трубкой. Согласно принятого определения трубки, через ее боковую поверхность силовые линии не входят и из нее не выходят, благодаря чему векторная трубка обладает тем свойством, что через все ее поперечные сечения проходит один и тот же поток вектора. Вообще говоря, вдоль векторной трубки изменяется только ее сечение; средняя величина вектора должна быть поэтому обратно пропорциональной поперечному сечению трубки. Если свободную от источников область векторного поля разбить на четырехгранные векторные трубки, из которых соседние трубки всегда имеют одну общую боковую поверхность, то получится пространственное семейство кривых, в котором каждая кривая является общим ребром для четырех взаимно соприкасающихся векторных трубок. Если подразделение выбрать так, чтобы через все трубки проходил один и тот же векторный поток, то указанное семейство кривых даст прекрасное изображение свободного от источников векторного поля.

Касательная к какой-либо точке кривой указывает направление вектора в точке касания, поперечное сечение трубки — обратно пропорционально средней величине вектора, и число векторных трубок, проходящих через произвольную поверхность, — пропорционально векторному потоку через эти поверхности. Вместо ребер, ограничивающих трубки, можно также вычерчивать оси (средние линии) трубок и считать их линиями поля, в частности линиями силы, скорости, индукции и т. д. Особенно наглядным будет изображение векторного поля при помощи векторных трубок, если вектор в направлении, перпендикулярном к направлению поля имеет постоянную величину (плоское поле). Тогда в этом направлении все векторные трубки будут иметь одну и ту же постоянную ширину, и мы можем векторное поле изображать на бумаге, располагая плоскость изображения перпендикулярно к направлению, вдоль которого вектор сохраняет постоянство своей величины. При таком способе изображения величина вектора — обратно пропорциональна расстоянию между соседними линиями поля.



Фиг. 6. Скоростное поле в коническом канале.

В качестве примера изображения векторного поля при помощи векторных трубок рассмотрим линии скорости несжимаемой жидкости, протекающей в коническом канале. При умеренной скорости линии или трубки в аксиальном сечении канала можно изобразить (фиг. 6) прямыми линиями. Если канал в направлении, перпендикулярном к плоскости бумаги, имеет во всех точках неизменную ширину, то величина вектора скорости пропорциональна расстоянию между двумя линиями поля; если же ширина канала в направлении, перпендикулярном к плоскости бумаги, изменяется в том же соотношении, как и ширина в сечении, совпадающем с плоскостью бумаги или, другими словами, если стенки канала образуют коническую поверхность, то вектор скорости обратно пропорционален квадрату расстояния между соседними линиями.

7. Диаграммные векторы.

В электро-машиностроении мы часто имеем дело с физическими величинами, периодически изменяющимися или как функция времени, или как функция места. Такие периодические функции по Фурье могут быть разложены в ряд функций синуса и косинуса, аргументы которых относятся как целые числа.

Такой ряд имеет следующую общую форму:

$$f(x) = A_1 \sin x + A_2 \sin 2x + A_3 \sin 3x + \ldots$$

$$+ B_0 + B_1 \cos x + B_2 \cos 2x + B_3 \cos 3x + \ldots, \qquad (5a)$$

где A и B — постоянные, независимые от x. Очень часто для описания явления достаточной является первая (основная) гармоника.

Постоянные A и B для ν-й гармоники получаются из уравнений:

$$\left.\begin{aligned} A_\nu &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(x)\sin\nu x dx = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}[f(x)-f(-x)]\sin\nu x dx \\ B_\nu &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(x)\cos\nu x dx = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}[f(x)-f(-x)]\cos\nu x dx \end{aligned}\right\} \quad (5b)$$

Если в частности:

a) $f(x)$ — нечетна, т. е.

$$f(-x) = -f(x) \quad (6a)$$

то

$$A_\nu = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} f(x)\sin\nu x dx; \quad B_\nu = 0, \quad (7a)$$

т. е. мы получим ряд, содержащий только синусы.

b) $f(x)$ — четна, т. е.

$$f(-x) = f(x), \quad (6b)$$

то

$$A_\nu = 0; \quad B_\nu = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} f(x)\cos\nu x dx, \quad (7b)$$

т. е. получится ряд, содержащий только косинусы.

c) верхняя половина кривой представляет собой зеркальное изображение нижней, т. е.

$$f(x) = -f(x+\pi), \quad (6c)$$

то

$$A_{\nu=\text{четное}} = B_{\nu=\text{четное}} = 0, \quad (7c)$$

т. е. ряд будет содержать только члены нечетного порядка.

Для графического изображения явлений, изменяющихся по времени или по месту синусоидально и имеющих один и тот же период, пользуются полярными диаграммами. Полярная диаграмма изображает амплитуды синусоид одного и того же периода прямыми отрезками, расположенными друг относительно друга под углами сдвига фаз между отдельными синусоидами.

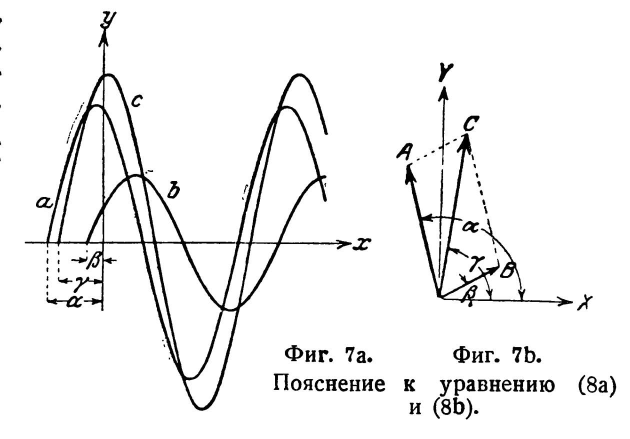
Обе синусоиды:

$$a = A\sin(x+\alpha) \qquad \text{и} \qquad b = B\sin(x+\beta),$$

показанные на фиг. 7a в прямоугольной системе координат, в полярной диаграмме на фиг. 7b будут изображаться двумя отрезками A и B, составляющими с положительной осью углы α и β и расположенными по отношению друг к другу под углом сдвига фаз $(\alpha-\beta)$. Для $x=0$ значения обеих синусоидальных функций в полярной диаграмме определяются проекциями отрезков A и B на положительную ось Y.

Для других значений x соответствующие величины синусоидальных функций определяются также проекциями амплитуд на ось Y, если повернуть амплитуды на угол x в положительном направлении, т. е. против движения часовой стрелки. Можно также оставить неподвижными амплитуды, а повернуть на угол x ось Y в отрицательном направлении, т. е. по часовой стрелке. И в этом случае проекции амплитуд A и B на ось Y дадут величины синусоидальных функций для угла поворота x.

Вращение оси Y при неподвижных амплитудах следует особенно предпочесть тогда, когда диаграмма составляется из значительного числа синусоидальных функций. Так как в большинстве случаев речь идет о величинах, изменяющихся по времени, то вращающуюся ось Y называют линией времени. Обычно величины амплитуд и их взаимный сдвиг по фазе дают уже достаточную ясность в понимании явления, поэтому производить вращение и отыскивать проекции не является необходимым.



Фиг. 7a. Фиг. 7b.
Пояснение к уравнению (8a) и (8b).

Суммирование двух синусоид одинакового периода даст снова синусоиду, амплитуда и фаза которой в полярной диаграмме получается путем геометрического сложения амплитуд отдельных волн. Суммируя синусоиды a и b на фиг. 7a и 7b, мы получаем результирующую синусоиду:

$$C = A\sin(x+\alpha) + B\sin(x+\beta) = C\sin(x+\gamma), \tag{8}$$

где

$$C = \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB\cos(\alpha-\beta)} \tag{8a}$$

и

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{A\sin\alpha + B\sin\beta}{A\cos\alpha + B\cos\beta}. \tag{8b}$$

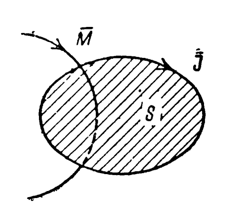
Полярная диаграмма для периодически изменяющихся величин называется также векторной диаграммой, а отрезки амплитуды — диаграммными векторами или просто векторами.

Однако, по сути дела, они не имеют ничего общего с физическими векторами, имеющими направление в пространстве. Направление диаграммных векторов указывает только фазу по времени или по месту. Сложение амплитуд по закону параллелограмма сил основано здесь исключительно на свойствах синусоиды, вытекающих из уравнений (8). Непринятие во внимание коренного различия между физическими и диаграммными векторами может привести, в особенности при рассмотрении теории многополюсных машин, ко многим ложным следствиям.

B. Магнитные и электрические понятия и законы.

1. Электромагнитное сцепление. Правило штопора.

Каждая электрическая нить тока возбуждает магнитный поток, сцепленный с этой нитью. На фиг. 8 изображена замкнутая нить тока с плотностью тока $\overline{J}$. На контуре этого тока мы можем представлять себе натянутой, как на проволочном каркасе, поверхность S. Все созданные током магнитные линии проходят через эту поверхность, т. е. они сцепляются с токовой нитью. Одна из таких магнитных линий $\overline{M}$ показана на чертеже. Магнитный поток Φ, сцепленный с нитью тока, согласно уравнению (2) будет равен:

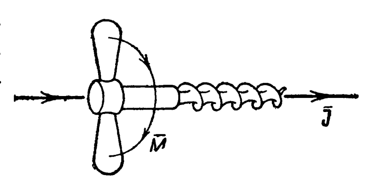


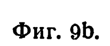
Фиг. 8. Пояснение к уравнению (9).

$$\Phi = \int\limits_S \overline{M} d\overline{S} = \int\limits_S M_n dS. \qquad (9)$$

Чаще всего мы имеем дело с линейными электрическими проводниками (проволоками). В этих случаях цепь тока в значительной степени по своим свойствам приближается к нити тока. Каждому направлению течения тока соответствует определенное направление магнитных линий, легко определяемое по правилу штопора.

Если представить себе штопор с правой нарезкой, ввинчиваемый в направлении течения тока (фиг. 9a), то направление вращения винта укажет направление магнитных линий. Аналогичным образом и направлению магнитных линий, возбуждаемых электрическим током, соответствует определенное направление течения электрического тока (фиг. 9b). Для определения направления тока и магнитных линий вместо штопора можно пользоваться правой рукой, причем рассматривают указательный палец как винт, сжатую же в кулак руку — как рукоятку.





Фиг. 9a. Фиг. 9b.

Правило штопора.

2. Магнитная напряженность и магнитная индукция.

Величина магнитного потока, возбужденного током, для одной и той же цепи тока и при неизменной величине тока, зависит еще от среды, в которой магнитный поток возбуждается. Для суждения о свойствах магнитного поля пользуются двумя векторами — магнитной напряженностью $\overline{H}$ и магнитной индукцией $\overline{B}$. Оба эти вектора параллельны друг другу.

Частное

$$\Pi = \frac{\overline{B}}{\overline{H}} = \frac{B}{H} \qquad (10)$$

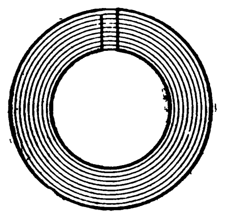
называют **магнитной проницаемостью** среды. Если выражать B в вольт-секундах на квадратный сантиметр (V sec/cm²) = 10^8 гауссов и H в амперах на сантиметр (A/cm), то мы получим магнитную проницаемость в генри на сантиметр (H/cm). В пустоте:

$$\Pi = \Pi_0 = 0{,}4\pi \cdot 10^{-8}\ \mathrm{H/cm} = 1{,}257 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{H/cm} \qquad (10b')$$

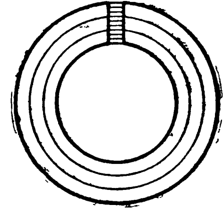
В железе Π еще зависит от B и H и достигает значений до $4000 \cdot 10^{-8}$ H/cm и выше. Для большинства других веществ, например для воздуха, проницаемость $\Pi = \mathrm{const} = \Pi_0$. Проницаемость среды, отнесенную к пустоте,

$$\mu = \frac{\Pi}{\Pi_0} \qquad (10a)$$

называют относительной магнитной проницаемостью. Она равна магнитной проницаемости, выраженной в единицах электромагнитной CGS-системы. Для воздуха $\mu = 1$. Таким образом между магнитной проницаемостью Π, определяемой по уравн. (10), и относительной магнитной проницаемостью μ существует соотношение



Фиг. 10a. Индукционные линии (B) в железном кольце с воздушным зазором.



Фиг. 10b. Линии поля (H).

$$\Pi = 0{,}4\pi \cdot 10^{-8}\ \mu\ \mathrm{H/cm} = 1{,}257\ \mu \cdot 10^{-8}\ \mathrm{H/cm}. \qquad (10b)$$

Индукционные линии не имеют ни начальных, ни конечных точек, их поле является свободным от источников; поэтому мы можем это поле разбить на индукционные трубки с потоком постоянной величины вдоль каждой из них.

Если взять индукционную трубку очень малого сечения, входящую и выходящую под произвольными углами к поверхности раздела двух сред, и найти частное от деления потока индукции трубки на общую для обеих сред площадь пересечения трубки с пограничной поверхностью, то можно обнаружить, что **нормальная составляющая индукции непрерывно переходит от одной среды к другой.** Обозначив эти нормальные составляющие через B_n и B_n', имеем:

$$B_n' = B_n. \qquad (11a)$$

В таком случае нормальная составляющая **напряженности поля** должна изменяться на поверхности раздела двух сред скачком.

На основании уравн. (10), (10a) и (11a) получаем:

$$H_n' = \frac{\Pi}{\Pi_n'} H_n = \frac{\mu}{\mu'} H_n. \qquad (11b)$$

Для железного кольца при наличии воздушного зазора основной характер трубок индукции и трубок напряженности поля изображен соответственно на фиг. 10a и 10b.

В воздушном промежутке:

$$\overline{H} = \frac{\overline{B}}{\Pi_0}.$$

В железе кольца

$$\overline{H} = \frac{\overline{B}}{\mu \Pi_0}.$$

Для ясности на чертеже принято: $\Pi_0 = 1$ и $\mu = 3$.

Индукционные линии и индукционные трубки не всегда должны, как на фиг. 10а, замыкаться после каждого обхода [Л 8]; однако, во всех практических случаях допущение, что каждая индукционная трубка замыкается после одного обхода, не приводит к ложным выводам.

Линейный интеграл напряженности поля вдоль данной кривой называется магнитным напряжением. В простом безвихревом поле магнитное напряжение между двумя точками не зависит от пути, соединяющего обе точки, и мы можем каждой точке поля приписать однозначный магнитный потенциал. Тогда магнитное напряжение между двумя точками определится как разность потенциалов этих точек.

3. Закон полного тока.

Два закона главным образом управляют процессами в электрических машинах: закон полного тока и закон индукции. Оба закона взаимно связывают электрические и магнитные величины. Мы рассмотрим прежде всего закон полного тока.

Этот закон гласит, что линейный интеграл напряженности магнитного поля вдоль замкнутой кривой (интеграл обхода) равен численно электрическому полному току

$$\Theta = \int_S \overline{J} \cdot ds = \int_S J_n ds, \qquad (12a)$$

пронизывающему поверхность, ограниченную контуром интегрирования. Этот поверхностный интеграл плотности тока J называют полным током [Л 10]. Закон полного тока, следовательно, выражается формулой:

$$\oint \overline{H} \cdot d\overline{l} = \oint H dl \cdot \cos(\overline{H}, d\overline{l}) = \Theta. \qquad (12)$$

Кружок у знака интеграла означает, что путь интегрирования должен быть замкнутой кривой (интеграл обхода). Очень часто за путь интегрирования выбирают путь индукционной линии. Тогда $\cos(\overline{H}, d\overline{l}) = 1$. Левую часть уравнения (12) можно назвать напряжением обхода, и тогда закон полного тока приобретает следующую формулировку: магнитное напряжение обхода равно полному току.

С помощью этого закона и соотношения (10) мы можем определять полный ток, требующийся для образования некоторого магнитного состояния.

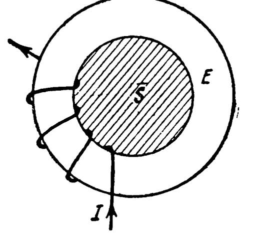
В электрических машинах и аппаратах полный ток, вообще говоря, составляется из нескольких обычно равных по величине и одинаково направленных отдельных токов.

Если обозначить число проводников, проходящих через поверхность, окаймленную контуром интегрирования, через w, и если через каждый проводник протекает ток I, то:

$$\Theta = wI \qquad (13a)$$

и

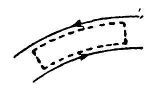
$$\oint \overline{H} \cdot d\overline{l} = wI. \qquad (13)$$



Фиг. 11. К пояснению понятия „ампер-витки".

В технике полный ток wI измеряется в ампер-проводах или просто в амперах.

В электрических машинах и аппаратах проводники обычно наматываются витками на железные сердечники. Тогда полный ток можно указывать в ампер-витках, причем число витков приравнивается числу проводников, прорезающих поверхность, охватываемую контуром интегрирования. Так например на фиг. 11 число витков полного тока, возбуждающего магнитный поток в железном кольце E, определяется числом проводов, проходящих через поверхность S. Как видно из фиг. 11, здесь: число витков $= 4$ и, следовательно, полный ток равен $4I$.


Фиг. 12.

Если замкнутая кривая линейного интеграла не сцепляется с электрическим током, если, следовательно, полный ток равен нулю, то и напряжение обхода, согласно уравн. (13), также должно быть равным нулю. Этот вывод является очень важным, так как он дает возможность в отдельных случаях определять характер прохождения индукционных линий. Из закона полного тока можно также заключить, что две соседние индукционные линии взаимнообратного направления не могут проходить параллельно, если электрический ток между ними равен нулю. Если представить себе, например на фиг. 12, пунктирный контур интегрирования, большая часть которого совпадает с параллельно идущими частями индукционных линий, и замыкающийся двумя отрезками, перпендикулярными к этим линиям, то напряжение обхода здесь — отлично от нуля.

Следовательно показанный на чертеже характер прохождения индукционных линий возможен только тогда, когда через поверхность, ограниченную пунктирными линиями, протекает электрический ток.

4. Преломление индукционных линий.

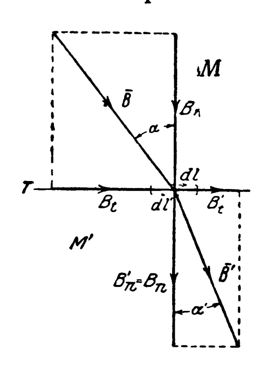
Закон, по которому индукционные линии преломляются, когда они пронизывают поверхность раздела двух сред с различной магнитной проницаемостью, можно вывести из закона полного тока. Представим себе (фиг. 13) две среды M и M' с магнитными проницаемостями Π и Π' и поверхностью раздела T. Пусть для некоторой точки поверхности раздела будет задана индукция $\overline{B}$ в среде M. Определим индукцию $\overline{B'}$ в среде M'. Согласно уравн. (11a)

нормальная составляющая индукции непрерывно переходит из одной среды в другую, т. е.

$$B_n' = B_n. \qquad (11a)$$

Для определения тангенциальной составляющей индукции в среде M' расположим вокруг рассматриваемой точки на поверхности раздела прямоугольник (фиг. 13), состоящий из двух линейных элементов dl, параллельных поверхности раздела и расположенных непосредственно вблизи нее, и двух отрезков, перпендикулярных к поверхности раздела.

Далее найдем магнитное напряжение обхода по контуру этого прямоугольника и приравниваем его нулю, предполагая сперва, что на поверхности раздела не протекает никаких электрических токов. Часть напряжения обхода по линиям, перпендикулярным к плоскости раздела, является величиной бесконечно малой высшего порядка, и, пренебрегая ею, мы получаем:



Фиг. 13. Преломление индукционных линий на поверхности раздела двух сред.

$$\oint \overline{H}\, d\overline{l} = H_t dl - H_t' dl = 0$$

или

$$\underline{H_t' = H_t.} \qquad (14a)$$

Это значит, что тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля из одной среды в другую переходит непрерывно (т. е. остается постоянной). Отсюда следует, что тангенциальная составляющая магнитной индукции на поверхности раздела испытывает скачок:

$$B_t' = \frac{\Pi'}{\Pi} B_t = \frac{\mu'}{\mu} B_t. \qquad (14b)$$

Обозначая угол вхождения (в среде M) через α и угол выхода (в среде M') через α', получим на основании уравн. (11a) и (14b) закон преломления:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{B'_t}{B_t} = \frac{\Pi'}{\Pi} = \frac{\mu'}{\mu}. \qquad (15)$$

Рассмотрим теперь общий и для электро-машиностроения весьма важный случай, когда на поверхности раздела протекает электрический ток. Этот случай приближенно имеет место у якорей электрических машин, где на поверхности раздела между железом и воздухом находится обмотка якоря, обтекаемая электрическим током в аксиальном направлении. Так как обмотка якоря состоит из отдельных, друг от друга изолированных проводников, то даже в случае гладкого якоря ток по окружности якоря распределяется неравномерно. В таком случае иногда действительное распределение электрического тока заменяют бесконечно тонким слоем тока, равномерно распределенным по поверхности якоря, причем величину полного тока в обоих случаях берут, конечно, одинаковой. Плотность тока тогда, конечно, становится бесконечно большой,

однако для тока, отнесенного к единице длины окружности якоря, получается конечное значение. Эта линейная плотность тока называется линейной нагрузкой [Л10]. Линейная нагрузка так же, как и плотность тока, является вектором; в технике она обычно измеряется в амперах на сантиметр.

Магнитное напряжение обхода вдоль бесконечно малого прямоугольника, расположенного на поверхности раздела, мы должны теперь положить равным полному току (сравн. фиг. 13)

$$\Theta = A_n dl,$$

где A_n — составляющая линейной нагрузки, совпадающая с направлением нормалей прямоугольника. При этом линейную нагрузку следует считать положительной, если линейная нагрузка и направление обхода прямоугольника взаимно ориентируются по правилу штопора, в противном случае она должна быть принята отрицательной.

Выбрав направление обхода так, чтобы тангенциальная составляющая напряженности поля (или индукции) в среде M проходила в положительном направлении, мы получим:

$$H_t dl - H_t' dl = \pm A_n dl$$

или

$$H_t' = H_t \mp A_n. \qquad (16a)$$

Таким образом при переходе из одной среды в другую тангенциальная составляющая напряженности поля уменьшается или увеличивается на величину нормальной составляющей линейной нагрузки, в зависимости от того, как расположена тангенциальная составляющая в первой среде относительно линейной нагрузки, т. е. идет ли она в направлении вращения винта с правой нарезкой или в противоположном направлении.

Для тангенциальной составляющей индукции мы получаем:

$$B_t' = \frac{\Pi'}{\Pi} B_t \mp \Pi' A_n. \qquad (16b)$$

или также

$$B_t' = \frac{\mu'}{\mu} B_t \mp 0{,}4\pi\mu' A_n \text{ гауссов}, \qquad (16c)$$

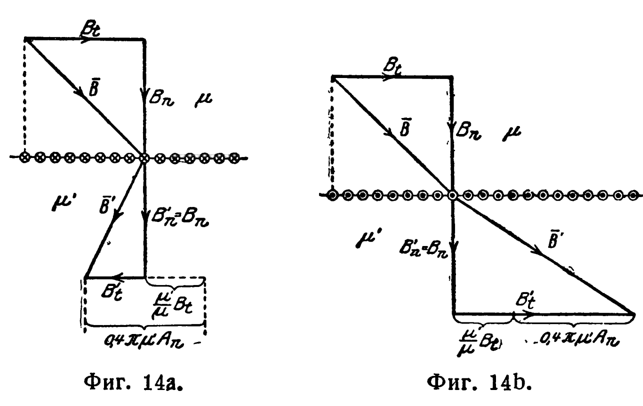
если выразить A_n в A/cm (сравн. 14a и 14b).

Вычислим для нескольких примеров угол преломления. Для обычного динамного железа мы имеем приблизительно следующие значения индукции и относительной магнитной проницаемости:

$B =$	10000	20000	24000 гауссов
$\mu =$	2700	53	6,6

На поверхности выхода из железа в воздушное пространство ($\mu = 1$) вектор индукции преломляется согласно фиг. 15. Здесь углы падения α приняты $= 45$, 79 и 84°, следовательно $\operatorname{tg}\alpha$ равны 1, 5 и 20 [сравн. уравн. (11a) и (16c)].

Вектора, относящиеся к воздуху и вычерченные сплошными линиями, действительны для случая, когда линейная нагрузка на поверхности раздела равняется нулю; вектора, вычерченные пунктирными линиями, имеют место при наличии линейной нагрузки A_n, равной ± 320 A/cm ($0{,}4\pi \cdot 320 = 400$), причем вектора, расположенные слева от векторов, вычерченных сплошными линиями, относятся к случаю, когда линейная нагрузка и тангенциальная составляющая индукции в железе ориентированы по правилу винта с правой нарезкой, т. е. для тока, входящего в плоскости бумаги (сравн. фиг. 14а). Изображение векторов на фиг. 15 соответствует представлению фиг. 1. Для ясности однако величина вектора в воздухе и величина вектора в железе изображены в одном и том же масштабе лишь на диаграмме, построенной для $\operatorname{tg} \alpha = 1$; для $\operatorname{tg} \alpha = 5$ и $\operatorname{tg} \alpha = 20$ масштабы векторов в воздухе выбраны соответственно в три раза и в десять раз больше, чем в железе. Масштабы индукции в железе — одинаковы только для диаграмм, расположенных относительно друг друга по вертикали, так как длина векторов в железе для всех диаграмм взята одинаковой. Угол преломления имеет на всех диаграммах действительную величину.



Фиг. 14a. Фиг. 14b.

Преломление индукции, когда на поверхности раздела двух сред находится линейная нагрузка.

В железе электрических машин и трансформаторов индукция B выбирается обычно меньшей 20000 гауссов.

Если на поверхности раздела линейная нагрузка равна нулю, то индукционные линии при $B = 10000$ гауссов выходят из железа практически перпендикулярно. При $B = 20000$ гауссов это справедливо лишь для больших углов падения, приблизительно если $\alpha \lesseqgtr 79^\circ$ ($\operatorname{tg} \alpha < 5$). Однако в зубцах якорей машин постоянного тока встречаются также индукции до $B = 24000$ гауссов. В этом случае индукционные линии уже не выходят из железа перпендикулярно, особенно если угол падения α имеет очень большую величину.

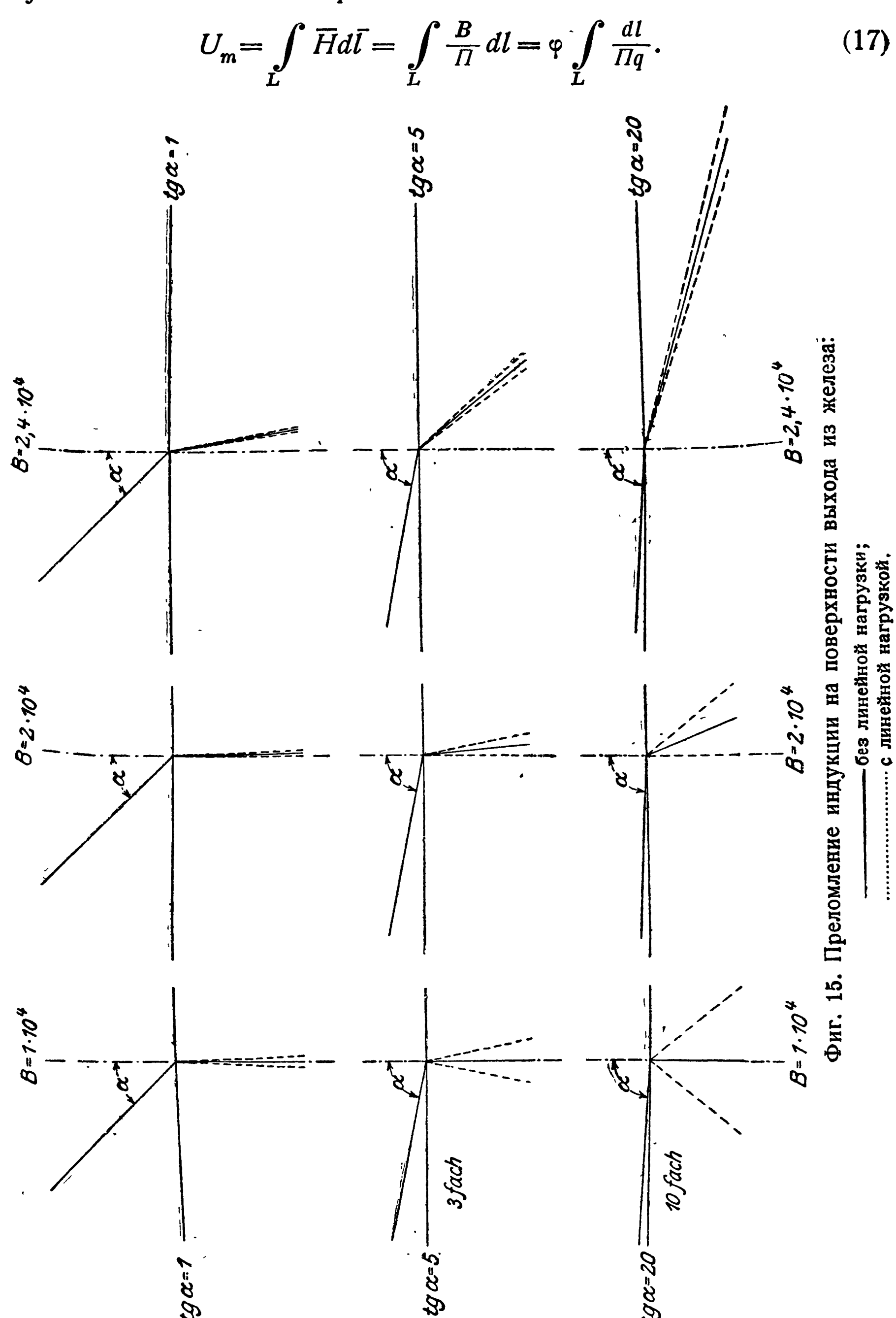
Линейная нагрузка порядка ± 320 A/cm на поверхности раздела при углах падения $\alpha < 45^\circ$ влияет на направление индукционных линий, выходящих из железа, лишь незначительно; при больших углах падения и особенно при малых значениях индукции влияние линейной нагрузки может быть однако весьма значительным.

5. Магнитное сопротивление и магнитная проводимость.

Пусть в лишенной тока, следовательно с в о б о д н о й о т в и х р е й, области поля имеется индукционная трубка длиной L с потоком индукции φ, с переменным (вообще говоря) поперечным

сечением q и переменной магнитной проницаемостью Π. Если взять вдоль этой трубки линейный интеграл напряженности поля, то полученное магнитное напряжение

$$U_m = \int\limits_L \bar{H} d\bar{l} = \int\limits_L \frac{B}{\Pi} dl = \varphi \int\limits_L \frac{dl}{\Pi q}. \qquad (17)$$



Фиг. 15. Преломление индукции на поверхности выхода из железа:

——— без линейной нагрузки;

.... с линейной нагрузкой.

Для того, чтобы получить магнитное напряжение в амперах, в этом уравнении следует взять: проницаемость Π в H/cm, поток φ в V sec, длину l в cm и поперечное сечение q в cm^2.

Отношение:

$$r_m = \frac{U_m}{\varphi} = \int_L \frac{dl}{\Pi q} \tag{18a}$$

и его обратную величину

$$g_m = \frac{1}{r_m} \tag{18b}$$

назовем соответственно магнитным сопротивлением и магнитной проводимостью трубки. Значение проводимости согласно уравн. (18a) и (18b) получается в Ωsec = H, если остальные величины ввести в единицах, указанных выше, при рассмотрении уравн. (17). Пространство между двумя поверхностями уровня можно разложить на ряд таких параллельных трубок. Магнитная проводимость канала, заполненного потоком индукции Φ, будет тогда равна

$$G_m = \frac{1}{R_m} = \frac{\Phi}{U_m} = \sum g_m, \tag{19}$$

где U_m — означает магнитное напряжение между обеими поверхностями уровня.

Для замкнутых на себя трубок U_m выражает магнитное напряжение обхода и равно электрическому полному току Θ.

Очень часто можно разбить магнитную трубку на такие соединенные последовательно части, у которых поперечное сечение Q, проницаемость и индукция могут приниматься постоянными.

Тогда линейный интеграл в уравнении (18a) можно заменить суммой и для магнитного сопротивления написать:

$$R_m = \frac{1}{G_m} = \sum \frac{L_\nu}{\Pi_\nu Q_\nu}. \tag{20}$$

Пользоваться магнитными проводимостями мы будем главным образом при рассмотрении магнитных полей в в о з д у ш н ы х п р о м е ж у т к а х электрических машин.

В этом случае $\Pi = \Pi_0 = 0{,}4\pi \cdot 10^{-8}$ H/cm. Обычно здесь можно также полагать, что магнитное поле вдоль некоторой координаты пространства, например в направлении оси якоря, не изменяется, так что мы можем трубки поля изображать в плоскости, перпендикулярной к этой координате. Если тогда глубина трубки (перпендикулярная к плоскости чертежа) равна l_i, то сопротивление трубки длиной δ и шириной b (причем последняя, вообще говоря, изменяется вдоль трубки) будет равно:

$$r_{1m} = \frac{1}{\Pi_0 l_i} \int_\delta \frac{dl}{b} = \frac{1}{\Pi_0 l_i} \frac{\delta}{\beta}, \tag{21}$$

где β — средняя ширина трубки.

Если разделить линиями поля площадь между двумя линиями уровня на трубки так, чтобы для каждой трубки средняя ширина равнялась длине (см. правую сторону фиг. 16), т. е. так, чтобы

$$\beta_\nu = \delta_\nu, \tag{22}$$

то все трубки между линиями уровня будут иметь одинаковое магнитное сопротивление:

$$r_{1m} = \frac{1}{\Pi_0 l_i} \tag{22a}$$

или магнитную проводимость

$$g_{1m} = \Pi_0 l_i. \tag{22b}$$

Такие трубки называются единичными трубками.

Проводимость всего пространства, заполненного единичными трубками, имеющими глубину l_i (перпендикулярно к плоскости чертежа), будет тогда равна:

$$G_m = \Pi_0 m l_i, \tag{23}$$

где m — число единичных трубок, расположенных на чертеже поля между линиями уровня. На основании уравн. (19) поток индукции между поверхностями уровня получается равным:

$$\Phi = \Pi_0 m l_i U_m, \tag{24}$$

где U_m — магнитное напряжение между концами трубок.

Фиг. 16. Линии поля и уровня между поверхностью якоря и поверхностью полюсных наконечников.

Средняя ширина β каждой трубки может определяться приближенно, на-глаз, причем точность получается тем большей, чем меньше изменяется ширина вдоль трубки. Это приближенное определение, а также и вычерчивание картины поля значительно облегчаются, если весь чертеж разбить на сетку, образованную линиями уровня и линиями поля, как это сделано на левой половине фиг. 16.

Тогда четырехугольники с криволинейными сторонами и с прямыми углами у вершин, которые образуются смежными линиями уровня и линиями поля, тем больше приближаются к квадратам, чем мельче сделано подразделение.

6. Закон индукции.

Вторым важным основным законом, связывающим электрические и магнитные величины, является закон индукции, выражающийся в наиболее общей форме следующим образом [Л2]:

$$\oint (\bar{\mathcal{E}} - \bar{\mathcal{E}}_e)\, \bar{dl} = -\frac{d\Phi}{dt}. \tag{25}$$

В этом уравнении линейный интеграл разности напряженности электрического поля $\bar{\mathcal{E}}$ и внешней [Р3] напряженности поля $\bar{\mathcal{E}}_e$ (химического или термического происхождения) берется по

произвольному, но замкнутому на себя контуру. Величина Ф представляет собой поток индукции, сцепленный с контуром интегрирования, а t — время. Левая часть уравнения называется электрическим напряжением обхода, правая — магнитным спадом [Р4]. Поэтому закон индукции можно свести к следующей формулировке: электрическое напряжение обхода равно магнитному спаду. Выразив поток индукции в $V sec = 10^8$ максвеллов и время — в секундах, мы, согласно уравн. (25), напряжение обхода получаем в вольтах.

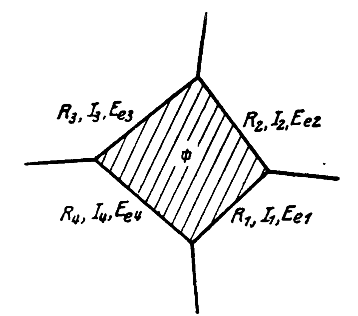
Между двумя точками a и b линейного проводника (т. е. проводника с малым поперечным сечением относительно его длины), входящего в состав замкнутой цепи тока, часть напряжения обхода вдоль этого проводника будет равна:

$$\int_a^b (\overline{\mathcal{E}} - \overline{\mathcal{E}}_e)\, d\overline{l} = \int_a^b \rho J d\overline{l} - \int_a^b \mathcal{E}_e d\overline{l} =$$

$$= \int_a^b \rho \frac{I}{q}\, dl - E_e = RI - E_e. \qquad (26а)$$

Здесь: J — плотность тока, ρ — удельное сопротивление, I — ток, q — поперечное сечение и R — сопротивление. Принимая во внимание эти уравнения, мы можем закон индукции для цепи, состоящей из линейных проводников, написать в следующей форме:

$$\sum_0 (R_\nu I_\nu - E_{e\nu}) = -\frac{d\Phi}{dt}, \qquad (26)$$



Фиг. 17. Пояснение к уравнению (26).

Фиг. 18. Пояснение к уравнению (27а).

где R_ν, I_ν и $E_{e\nu}$ представляют собой сопротивление, ток и внешнюю электродвижущую силу (ЭДС) в ν-ой части участка, причем суммирование произведено вдоль замкнутой цепи проводников (фиг. 17).

Если уравнение (25) применить к контуру, изображенному на фиг. 18, составленному из линейной части цепи между зажимами a и b и пунктирной линии, соединяющей оба зажима, и положить напряжение на зажимах:

$$U = U_{ba} = \int_b^a \overline{\mathcal{E}} d\overline{l}, \qquad (27а)$$

то для напряжения обхода мы получим выражение:

$$RI + U - E_e = -\frac{d\Phi}{dt}; \qquad (27)$$

при этом путь обхода мы начали от точки *a*, прошли через линейный проводник, точку *b* и через пунктирную линию снова вернулись в точку *a*.

Для магнитного поля, постоянного во времени и при неподвижных телах, магнитный спад равняется нулю (обычный случай постоянного тока); мы получаем тогда закон Кирхгофа:

$$RI + U - E_e = 0. \qquad (28a)$$

Если внешние ЭДС равны нулю (обычный случай переменного тока), то мы получим уравнение:

$$RI + U = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (28b)$$

Закон индукции можно также трактовать как формально расширенный закон Ома или Кирхгофа, если магнитному спаду придать значение ЭДС, так называемой индуктированной ЭДС [1] [P5].

$$E \equiv -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (29)$$

Тогда уравнение (28b) переходит в:

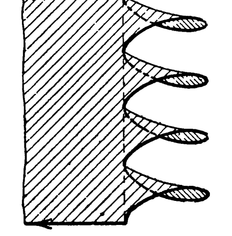
$$RI + U - E = 0. \qquad (28c)$$

Займемся несколько подробнее изучением индуктированной ЭДС, которая, согласно уравн. (29), идентична магнитному спаду. Сцепленный с контуром проводников поток индукции определяется как интеграл нормальной составляющей индукции по поверхности, окаймленной контуром цепи тока, причем контур этот может иметь любую форму. В общем случае мы имеем дело не с простыми петлями, образованными проводником, а с цепями токов, содержащими катушки, состоящие обычно из нескольких проводников. Но в этом случае можно всегда найти поверхность, контур которой совпадает с цепью проводника (фиг. 19). Эту поверхность мы можем произвольно разложить на части; каждой части поверхности соответствует тогда определенный магнитный спад или частичная индуктированная ЭДС. В этом смысле можно говорить об ЭДС, индуктированных в отдельных частях цепи, если разложить (это разложение может быть выполнено вполне произвольно) на части поверхность, окаймленную цепью тока.

Соединим, например, концы витка катушки прямой линией; тогда поток, пронизывающий поверхность, ограниченную витком и соединительной прямой, можно рассматривать как поток, сцепленный с витком, а магнитный спад потока этого витка как индуктированную в витке ЭДС. Возможность говорить с из-

[1] Мы обозначаем, следуя общепринятому обычаю, индуктированную ЭДС буквой E; она, разумеется, не должна смешиваться с величиной вектора напряженности электрического поля $\mathcal{E}$.

вестным правом об ЭДС отдельного витка основывается на том, что величина потока витка мало зависит от точной формы соединительной линии. Тогда поток катушки определится как сумма всех потоков отдельных витков, составляющих катушку. Другими словами это будет поток, пронизывающий поверхность, окаймленную цепью тока катушки и линией, соединяющей концы катушки и касающейся отдельных витков. Такая поверхность для цилиндрической катушки с четырьмя витками показана на фиг. 19. Она ограничивается витками катушки и тонкою пунктирною линией [Л14]. На основании сказанного у катушки, состоящей из w витков, между потоком катушки Φ и потоками φ_n витков, возникает соотношение:



Фиг. 19. Поверхность, которая ограничена катушкой и наружными проводами.

$$\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots + \varphi_{w-1} + \varphi_w = \sum_{n=1}^{w} \varphi_n. \quad (30)$$

Поток катушки, т. е. величину Φ называют также числом потокосцеплений [Л14].

В соответствии с уравнением (30) величину индуктированной ЭДС можно выразить следующей формулой:

$$E = -\sum_{n=1}^{w} \frac{d\varphi_n}{dt}. \quad (30a)$$

Если потоки витков катушки одинаковы и по величине равны φ, то:

$$E = -w\frac{d\varphi}{dt}. \quad (30b)$$

Магнитные свойства отдельных катушек, заложенных во впадины электрических машин, позволяют с большой точностью применять для определения E формулу (30b). Здесь магнитное поле вне катушки настолько незначительно, что положение и длина отдельных соединительных проводников между катушками и зажимами машины не оказывают заметного влияния на ЭДС, индуктированную в обмотке.

7. ЭДС покоя и ЭДС движения.

Изменение магнитного потока катушки можро всегда представлять себе расчлененным на два изменения: на изменение потока по времени при неподвижной катушке и на изменение потока вследствие движения катушки при неизмененной величине поля. Следовательно, если катушка, сохраняя свою форму, совершает принудительное движение, притом такое, что ее положение определяется единственным параметром x, то

$$d\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial t}dt + \frac{\partial\Phi}{\partial x}dx, \quad (31a)$$

где первый член правой части уравнения соответствует изменению магнитного поля по времени при неподвижной катушке, а второй

член соответствует движению катушки при неизменной по времени величине магнитного поля. Тогда:

$$\frac{d\Phi}{dt}=\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\frac{\partial\Phi}{\partial x}\cdot\frac{dx}{dt}. \qquad (31b)$$

Для индуктированной ЭДС, если ввести скорость движения:

$$v=\frac{dx}{dt} \qquad (31c)$$

получится тогда выражение:

$$E=-\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}+v\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right), \qquad (32)$$

где v и ∂x следует считать положительными всегда в одинаковом смысле.

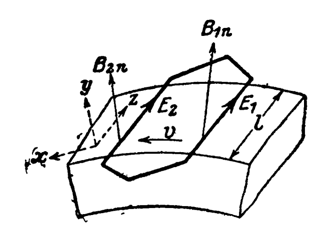
Первый член правой части уравн. (32)

$$E_r=-\frac{\partial\Phi}{\partial t} \qquad (33)$$

называют ЭДС покоя или ЭДС трансформации, или, наконец, ЭДС пульсации; второй член:

$$E_b=-v\frac{\partial\Phi}{\partial x} \qquad (34)$$

называют ЭДС движения или вращения (так как движение у машин является обычно вращательным).



Фиг. 20. Пояснение к уравнению (36).

Уравнение (34) для ЭДС движения можно привести к виду, особенно удобному при расчете ЭДС, индуктируемых в обмотках электрических машин. Вообразим для этого, что на поверхности якоря электрической машины, имеющего длину l (фиг. 20), находится катушка, состоящая из w витков, и предположим, что стороны катушки расположены параллельно валу якоря. Пусть далее эти стороны будут достаточно узки, и, кроме того, предположим, что нормальная составляющая индукции B_n на окружности якоря в аксиальном направлении остается неизменной. Частью потока катушки, не проходящей через поверхность якоря, будем пренебрегать. Эти предположения на практике в большинстве случаев оказываются приблизительно выполненными. Если стороны катушки находятся в точках x_1 и x_2 окружности якоря ($x_2=x_1+W$), то поток катушки:

$$\Phi=wl\int_{x_1}^{x_2}B_n dx. \qquad (35)$$

Тогда индуктированная ЭДС движения, согласно уравнению (34), равна:

$$E_b=-w\cdot vl\frac{\partial}{\partial x_1}\int_{x_1}^{x_1+W}B_n dx \qquad (36')$$

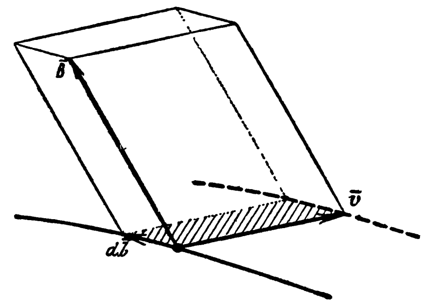
или, если принять во внимание, что

$$\frac{d}{dx}\int_a^b f(u)\,du = f(b)\,\frac{db}{dx} - f\,(a)\,\frac{da}{dx}$$

$$E_b = -wvl\,(B_{2n} - B_{1n}). \tag{36}$$

Здесь значения B_n в точках x_1 и x_2 обозначены через B_{1n} и B_{2n}.

Таким образом ЭДС движения пропорциональна разности нормальных составляющих индукции в точках окружностей якоря, в которых находятся стороны катушки; поэтому мы можем также говорить о частичных ЭДС движения, отнесенных к отдельным сторонам катушек или к отдельным проводникам якоря, или, наконец, просто об ЭДС движения, индуктированной в одном проводнике. Для одного проводника катушки мы получаем:



Фиг. 21. Пояснение к уравнению (36 c и d).

$$E_b = -v \cdot lB_n. \tag{36a}$$

При наших выводах мы рассматривали почти исключительно встречающийся на практике случай, когда движение направлено перпендикулярно к проводникам, все части цепи тока движутся с одной и той же скоростью, и нормальная составляющая индукции B_n по всей длине проводника сохраняет постоянную величину. В общем виде формула для индуктированной ЭДС движения имеет вид:

$$E_b = -\int_a^b v\,dl\,\sin\,(\bar{v}, \bar{dl})\cdot B_n, \tag{36b}$$

при чем B_n является составляющей индукции, нормальной к направлению движения $\bar{v}$ и к положительно направленному элементу проводника $\bar{dl}$. Знак нормали $\bar{n}$ устанавливается так, чтобы $\bar{v}$, $\bar{dl}$ и $\bar{n}$ образовали прямоугольную систему координат; пределы интегрирования a и b отмечают начало и конец проводника.

Нагляднее всего все эти величины сопоставляются в следующем векторном выражении:

$$E_b = -\int_a^b [\bar{v}\cdot\bar{dl}]\,\bar{B} \tag{36c}$$

или

$$E_b = +\int_a^b [\bar{v}\cdot\bar{B}]\,d\bar{l}. \tag{36d}$$

Здесь $\bar{l}$ — радиус-вектор по рассматриваемому элементу проводника dl; $[\bar{v}, \bar{dl}]$ — площадь, описываемая в одну секунду элемен-

том проводника $d\bar{l}$ (фиг. 21). Величина $[\bar{v}\cdot d\bar{l}]\ \bar{B}$ геометрически представляет собой объем наклонной призмы, имеющей длину ($\bar{B}$) и основание $[\bar{v}d\bar{l}]$.

Если заменить поток катушки Ф произведением из потока витка φ на число витков w, что в большинстве практических случаев для отдельных катушек якоря допустимо, то для суммарной ЭДС, индуктированной в одной катушке, мы получим выражение:

$$E = -w\left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} + vl\,(B_{2n} - B_{1n})\right]. \tag{32'}$$

Здесь необходимо еще раз подчеркнуть, что при нахождении первого члена, т. е. ЭДС покоя, катушку нужно считать неподвижной, так как в противном случае первый член включал бы в себя еще и изменение потока индукции вследствие движения катушки, и тогда полная ЭДС, рассчитанная по уравн. (32′), была бы вдвое больше действительной.

Распределение суммарной ЭДС на ЭДС покоя и ЭДС движения зависит от выбора системы координат, по отношению к которой мы рассматриваем процессы. Само собою разумеется, что величина суммарной ЭДС от выбора системы координат не зависит. Целесообразно эту систему координат выбирать таким образом, чтобы для ЭДС покоя и ЭДС движения получались возможно простые соотношения. У трансформатора, например, мы выбираем систему координат неподвижной относительно самого трансформатора, и тогда второй член в уравн. (32′) исчезает, и остается только ЭДС покоя. При гладких якорях машин постоянного тока или синхронных первый член равняется нулю, если систему координат жестко связать с электромагнитами. Тогда при неподвижных электромагнитах (машины постоянного тока) координатная система также будет в пространстве неподвижной, при вращающихся же электромагнитах (синхронные машины) она будет вращаться синхронно с ними. В таком случае будет индуктироваться только ЭДС движения.

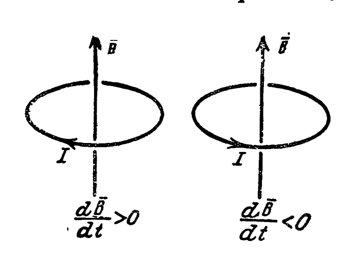
Если рассматриваемая цепь проводников замкнута, то индуктированная ЭДС вызовет электрический ток, который будет влиять на первоначальное магнитное поле. При расчете индуктированной ЭДС следует вводить всегда изменение результирующего потока.

В уравнениях этого параграфа ЭДС движения выразится в V, если измерять B в V sec/cm$^2 = 10^8$ гауссов, v — в cm/sec и l в cm.

8. Направление индуктированной ЭДС.

Мы раньше видели, что каждой индукционной линии соответствует определенное направление тока, определяемое по правилу штопора. Отрицательный знак перед производной от потока индукции по времени в уравн. (29) указывает, что направление индуктированной ЭДС, а стало быть, если цепь тока замкнута, то и направление индуктированного тока составляет с направлением потока индукции левовинтовую или правовинтовую систему, смотря по тому, возрастает ли при этом поток индукции или уменьшается

(фиг. 22a и b). Индуктированный ток направлен, следовательно, так, что возбуждаемый им поток индукции стремится противодействовать изменению. Этот факт первоначально был обнаружен чисто экспериментальным путем, однако его легко можно предвидеть и на основании теоретических рассуждений. В самом деле, если допустить, что при увеличении потока индукции индуктированный ток был бы направлен таким образом, что он усиливал бы поток индукции, то ток и поток благодаря взаимной поддержке возросли бы до бесконечно больших значений. Так как каждое магнитное поле характеризуется определенным запасом энергии, и эта энергия с увеличением потока индукции беспрерывно возрастала бы, то мы получили бы в этом случае противоречие с основными законами физики, а именно беспрерывное увеличение энергии поля без притока ее извне. Отсюда очевидно, что направление индуктированной ЭДС не может быть иным, как то, которое определяется уравнением (29).



Фиг. 22a. Фиг. 22b.
Направление индуктированного тока.

В уравнении (36) ЭДС движения выражена не как функция потока индукции, а как функция индукции в точках расположения сторон катушки. Если представить себе, что нормальная составляющая индукции направлена вверх (фиг. 20) и что сторона катушки *1* сдвинута на небольшую величину в направлении движения, то поток индукции уменьшится, а вследствие этого ЭДС E_1 и индукция B_{1n} на внутреннем крае катушки будут взаимно ориентированы по правилу винта с правой нарезкой. Легко также сообразить, что если в направлении движения перемещается сторона катушки *2*, то получается увеличение потока индукции, и следовательно ЭДС E_2 и индукция B_{2n} располагаются в направлениях, обратных тем, которые получаются по правилу винта с правой нарезкой.

Смотря по тому, будет ли B_{2n} больше или меньше, чем B_{1n}, преобладает E_2 или E_1. Если обе стороны катушки находятся под разноименными полюсами электрической машины, то индукции B_{2n} и B_{1n} действуют в противоположных направлениях, и по этому ЭДС, индуктируемые в сторонах катушки, складываются.

Представим себе систему координат (прямоугольную) с координатами

$$x = v,\ y = B_n \text{ и } z$$

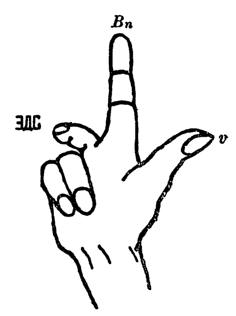
и будем вращать эту систему так (фиг. 20), чтобы ось x-ов совпала с направлением движения стороны катушки, а ось y-ов — с направлением индукции в точках, где находится сторона катушки. Тогда координата z укажет направление индуктированной ЭДС. Следовательно, в уравн. (36a) знак минуса означает, что индуктированная ЭДС движения имеет направление, противоположное направлению проводника l, если при этом v, l и B_n образуют прямоугольную систему координат.

Для быстрого определения направления ЭДС движения поступают следующим образом: располагают большой, указательный и средний пальцы правой руки в виде системы координат (фиг. 23) и держат большой палец в направлении движения v, а указательный палец в направлении индукции B_n; тогда средний палец укажет направление индуктированной ЭДС.

Порядок последовательности:

большой палец $= x =$ движение,
указательный $= y =$ индукция,
средний $= z =$ ЭДС

запомнить очень легко: мы исходим от движения, как основной причины; движение происходит в магнитном поле, и результатом является индуктированная ЭДС. Это и есть так называемое правило трех пальцев, которым очень часто пользуются для определения направления ЭДС, индуктированной в проводнике. Существуют еще и другие подобные этому правила, однако, повидимому, приведенное здесь правило запоминается легче всего.



Фиг. 23. Правило трех пальцев для определения направления индуктированной ЭДС движения.

В уравн. (36b) для индуктированной ЭДС движения, которое, однако, обычно при решении задач, встречающихся в электромашиностроении, не применяется, знак минуса перед правой частью указывает, что ЭДС при положительном значении интеграла направлена противоположно элементу длины dl.

9. Индуктивности.

Если поток индукции Φ, сцепленный с некоторой цепью тока, является однозначной функцией тока I в этой же или другой произвольной цепи тока, то можно положить:

$$L_A = \frac{\Phi}{I} \tag{37a}$$

или

$$L_B = \frac{d\Phi}{dI}, \tag{37b}$$

где L_A и L_B, вообще говоря, являются функциями от Φ и I. Индуктированные ЭДС цепи тока, сцепленной с потоком индукции Φ, равны:

в первом случае:

$$E = -\frac{d(L_A I)}{dt} = -L_A\frac{dI}{dt} - I\frac{dL_A}{dt}, \tag{38a}$$

во втором случае

$$E = -L_B\frac{dI}{dt}. \tag{38b}$$

Величина L называется индуктивностью цепи тока и в общем случае может определяться по уравн. (37a) или по уравн. (37b).

Мы получаем, например, ЭДС в V, если выразим I в A и L в Ω sec = H.

Очень часто между потоком и током имеет место пропорциональность. В этом практически важном частном случае мы имеем:

$$L_A = L_B = L = \text{const}, \tag{39}$$

тогда можно написать:

$$L = \frac{\Phi}{I} \tag{39a}$$

и

$$E = -L \frac{dI}{dt}. \tag{39b}$$

В этом случае индуктивность L численно равна потоку индукции при токе I, равном = 1. В последующем мы и будем ограничиваться именно этим случаем. В общем случае мы имеем дело с катушками, состоящими из нескольких витков; при этом часто бывает удобно оперировать с потоками витков. Если в уравн. (39a) вместо потока катушки Φ подставить сумму потоков витков φ_n, то получится выражение:

$$L = \sum_{n=1}^{w} \frac{\varphi_n}{I}. \tag{39a'}$$

В частном случае, когда все потоки отдельных витков одинаковы и равны φ

$$L = w \frac{\varphi}{I}. \tag{40}$$

Определение индуктивности можно производить путем разложения магнитного поля на трубки и суммирования потоков индукции трубок, сцепленных с цепью тока. Если поток индукции, с которым сцепляется некоторая цепь тока, вызывается только током I этой цепи, то L называется с а м о и н д у к т и в н о с т ь ю [P6], и в соответствии с этим индуктируемая ЭДС — ЭДС с а м о и н д у к ц и и. В частном случае, когда потоки отдельных витков одинаковы, магнитная проводимость на основании уравн. (19) будет выражаться формулой:

$$G_m = \frac{\varphi}{U_m} = \frac{\varphi}{wI}, \tag{41a}$$

тогда, согласно уравн. (40), самоиндуктивность:

$$L = w^2 G_m. \tag{41}$$

Однако, и в этом случае, когда отдельные потоки витков неодинаковы, самоиндуктивность также можно определять по уравн. (41), если только под G_m понимать т е о р е т и ч е с к у ю или и д е а л ь н у ю магнитную проводимость, определяемую в общем случае по уравн. (41a). Вычисление теоретической проводимости по магнитной энергии будет рассмотрено ниже (уравн. 49b). Если поток индукции, сцепленный с некоторой цепью тока, вызывается током другой цепи, то величину L, входящую в формулу (39a),

называют **взаимоиндуктивностью**, а индуктированную ЭДС — **ЭДС взаимной индукции** (величина E в уравн. 39b).

Определение взаимоиндуктивности для линейных цепей тока можно производить в общем случае по уравн. (39a), причем в это уравнение следует для I взять ток I_2 во второй индуктирующей цепи, а для Φ — поток индукции Φ_{12}, возбуждаемый индуктирующей цепью (2) и сцепленный с индуктируемой (подвергаемой индукции) цепью (1). Обозначив взаимную индуктивность через M, получим:

$$M = L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_2}. \tag{42a}$$

В частном случае, когда все потоки витков индуктируемой катушки одинаковы (φ_{12}), и поток индукции, пронизывающий индуктируемую катушку, сцепляется со всеми витками индуктирующей цепи тока, взаимоиндуктивность выразится следующими формулами:

$$G_{m12} = \frac{\varphi_{12}}{w_2 I_2} \tag{42b}$$

$$M = w_1 w_2 G_{m12}, \tag{42}$$

где: w_1 — число витков индуктируемой и w_2 — число витков индуктирующей цепей тока. По уравн. (42) определяется также теоретическая проводимость, соответствующая взаимоиндуктивности, если отдельные потоки витков являются различными.

Фиг. 24. Линии рассеяния (b) между двумя цепями электрического тока.

У электрических машин и аппаратов иногда имеются две расположенные по соседству цепи, токи которых направлены почти противоположно друг другу, как это, например, показано на фиг. 24. Если полные токи обеих цепей равны по величине, то результирующий полный ток для любого замкнутого пути (a), охватывающего обе цепи, равняется нулю, и ни одна магнитная линия не может сцепляться одновременно с обеими цепями тока.

Индукционные линии, не сцепленные с обеими цепями токов, называют линиями рассеяния (b), а ЭДС, индуктируемые потоками рассеяния в обеих цепях, — **ЭДС рассеяния**. В этом случае индуктивность, входящая в уравн. (39a), называется индуктивностью рассеяния.

У электрических машин и аппаратов линии рассеяния обычно большею своей частью проходят в воздушном пространстве. Так как магнитная проводимость в железе сравнительно с воздухом является очень большой, то L можно рассматривать как величину, независимую от тока (см. уравн. 39).

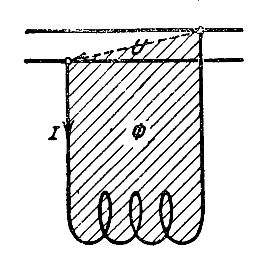
10. Магнитная энергия.

Рассмотрим цепь тока, приключенную к сети постоянного тока с напряжением U (фиг. 25) и находящуюся относительно окружающей среды в полном покое. Если внешние ЭДС не существуют, то для этой цепи тока можно применить уравн. (28b). Умножив это уравнение на ток I нашей цепи и взяв интеграл по времени в пре-

делах: от $t=0$, когда цепь присоединяется к сети, т. е. I и Φ равны нулю, до $t=t$, когда поток катушки принял определенное значение Φ, мы получим уравнение работы:

$$\int_0^t (-UI-RI^2)\,dt=\int_0^\Phi I\cdot d\Phi. \tag{43}$$

Здесь $\int UIdt$ представляет собой электрическую работу, отдаваемую цепью в сеть, или $-\int UIdt$ — электрическую работу, поступающую из сети в цепь (см. отдел C6). Поэтому левая часть уравнения представляет собой разность электрической работы, доставляемой сетью в течение рассматриваемого отрезка времени и количеством тепла, выделяющимся в цепи благодаря прохождению тока I через сопротивление R. Эта разность тратится лишь на образование магнитного поля, так как мы предположили, что цепь тока по отношению к окружающей среде неподвижна, а следовательно в период процесса не совершается никакой механической работы; кроме того, энергия электрического поля почти равна нулю, другие же эквиваленты работы не имеют места. Работу, запасенную в магнитном поле и равную



Фиг. 25. Пояснение к уравнению (43).

$$W=\int_0^t I\frac{d\Phi}{dt}\,dt=\int_0^\Phi Id\Phi, \tag{44}$$

называют магнитной энергией. Измеряя Φ в V sec и I — в A, мы магнитную энергию получим в W sec или J.

Для определения значения интеграла разобьем все пространство, заполняемое магнитным полем, на индукционные трубки. Пусть в одной такой индукционной трубке проходит поток индукции φ_n, который сцепляется с w_n-витками цепи тока. В таком случае соответствующая часть потока катушки будет равна:

$$\Phi_n=w_n\varphi_n=w_nBq. \tag{45a}$$

Магнитное напряжение обхода вдоль этой индукционной трубки равно сцепленному с ней полному току

$$\oint Hdl=w_nI. \tag{45b}$$

Тогда, согласно уравн. (44), магнитная энергия W_n в индукционной трубке

$$W_n=\int_0^{\Phi_n} Id\Phi_n=\int_0^B\oint Hdl\cdot qdB=$$

$$=\int_0^B\int_v H\cdot dv\cdot dB=\int_v\int_0^B HdBdv, \tag{45}$$

где объемный интеграл распространяется на все пространство, заполненное индукционной трубкой.

Магнитная энергия, отнесенная к единице объема, выразится, следовательно, формулой

$$\frac{dW}{dv} = \int_0^B HdB. \tag{46a}$$

Энергия же всего магнитного поля, занимающего объем V:

$$W = \int_V \int_0^B HdBdv. \tag{46}$$

Если поток катушки пропорционален току I, то на основании уравн. (39a) и (44):

$$W = L \int_0^I IdI = \frac{1}{2} LI^2. \tag{47}$$

Этим уравнением дается строгое определение индуктивности L, справедливое и в случае нелинейных проводников. Уравнения (46a) и (46b) переходят тогда в:

$$\frac{dW}{dv} = \frac{1}{2} HB \tag{48a}$$

$$W = \frac{1}{2} \int_V HBdv = \frac{1}{2} \int \Pi H^2 dv. \tag{48b}$$

Значение магнитной энергии получается в J, если выразить: H в A/cm, B в V sec/cm^2 = 10^8 гауссов, Π в H/cm и V в cm^3.

Из уравн. (41), (47) и (48b) можно найти теоретическую магнитную проводимость, о которой мы уже говорили выше:

$$G_m = \frac{1}{w^2 I^2} \int_V HBdv \tag{49a}$$

или

$$G_m = \int_V \Pi H'^2 dv, \tag{49}$$

где величина $H' = \frac{H}{wI}$ численно равна напряженности магнитного поля при полном токе катушки $wI = 1$. Значение G_m получится в H, если выразить:

H' в A/cm A = cm^{-1}, Π в H/cm (для воздуха $0{,}4\pi 10^{-8}$) и V в cm^3.

Если рассмотреть две цепи тока, расположенных неподвижно, как по отношению друг друга, так и по отношению к окружающей среде, то для каждой из них можно написать уравнение работы, подобное уравн. (43). Суммарная энергия магнитного поля будет тогда составлять

$$W = \int_0^{\Phi_1} I_1 \cdot d\Phi_1 + \int_0^{\Phi_2} I_2 d\Phi_2. \tag{50}$$

И в этом случае магнитную энергию можно определять по уравн. (46a) и (46b), в чем легко убедиться, если уравн. (50) применить к индукционной трубке с потоком индукции:

$$\varphi_n = \frac{\Phi_{n_1}}{w_{n_1}} = \frac{\Phi_{n_2}}{w_{n_2}} = Bq, \qquad (51a)$$

сцепленному с w_{n_1} витками первой и с w_{n_2} витками второй цепей, и кроме того положить магнитное напряжение обхода вдоль индукционной трубки равным полному току, т. е.

$$\oint Hdl = I_1 w_{n_1} + I_2 w_{n_2}. \qquad (51)$$

Если потоки пропорциональны возбуждающим их токам, то на основании уравн. (50):

$$W = \frac{1}{2}\,(I_1\Phi_1 + I_2\Phi_2). \qquad (52)$$

Мы можем тогда потоки катушек Φ_1 и Φ_2 разложить однозначно, каждый на две части:

$$\Phi_1 = \Phi_{11} + \Phi_{12} \qquad \Phi_2 = \Phi_{22} + \Phi_{21}. \qquad (52a)$$

При этом первые части (Φ_{11}) и (Φ_{22}) возбуждаются собственными токами (I_1 и I_2), а вторые части (Φ_{12} и Φ_{21}) — посторонними (I_2 и I_1). Тогда:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{11} &= L_{11}I_1; \\ \Phi_{12} &= L_{12}I_2; \\ \Phi_{22} &= L_{22}I_2; \\ \Phi_{21} &= L_{21}I_1, \end{aligned}\right\| \qquad (52b)$$

где L_{11} и L_{22} — самоиндуктивности и L_{12} и L_{21} — взаимоиндуктивности обеих цепей тока.

Тогда, согласно уравн. (52), магнитная энергия:

$$W = \frac{1}{2}\,(L_{11}I_1^2 + L_{12}I_1I_2 + L_{22}I_2^2 + L_{21}I_2I_1) = W_{11} + \\ + W_{12} + W_{22} + W_{21}. \qquad (53)$$

Магнитная энергия поля, создаваемая обеими цепями токов, составляется таким образом из четырех частей: две части, а именно 1 и 3 — члены уравн. (53), соответствуют самоиндуктивности, остальные две части — взаимоиндуктивности. Аналогично магнитную энергию, отнесенную к единице объема, мы можем также разложить на четыре части, если для этого в уравн. (48a) подставить:

$$H = |\overline{H_1} + \overline{H_2}|; \quad B = |\overline{B_1} + \overline{B_2}|. \qquad (54a)$$

Тогда:

$$\frac{dW}{dv} = \frac{1}{2}\,(\overline{H_1}\overline{B_1} + \overline{H_1}\,\overline{B_2} + \overline{H_2}\,\overline{B_2} + \overline{H_2}\overline{B_1}). \qquad (54)$$

Так как в этом уравнении:

$$\overline{H}_1\overline{B}_2 = \overline{H}_2\overline{B}_1, \tag{54b}$$

то должны также существовать равенства:

$$W_{12} = W_{21}$$

и

$$L_{12} = L_{21}$$

и, если, кроме того, положить:

$$L_{12} = L_{21} = M, \tag{53b}$$

то

$$W = W_{11} + 2W_{12} + W_{22} = \frac{1}{2} L_{11}I_1^2 + MI_1I_2 + \frac{1}{2} I_{22}I_2^2. \tag{55}$$

Согласно уравн. (53) и (54):

$$W_{12} = \frac{1}{2} MI_1I_2 = \frac{1}{2}\int_V \overline{H}_1\overline{B}_2\, dv \tag{56}$$

и теоретическая магнитная проводимость

$$G_{m_{12}} = G_{m_{21}},$$

соответствующая взаимоиндуктивности (см. уравн. 42), будет равна

$$G_{m_{12}} = \frac{1}{w_1I_1w_2I_2}\int_V \Pi\overline{H}_1\overline{H}_2\, dv \tag{57a}$$

или

$$G_{m_{12}} = \int_V \Pi H_1'H_2' \cos(\overline{H}_1, \overline{H}_2)\, dv, \tag{57b}$$

где H_1' численно равно напряженности поля при

$$w_1I_1 = 1 \quad \text{и} \quad w_2I_2 = 0,$$

и соответственно H_2' равно напряженности поля при

$$w_1I_1 = 0 \quad \text{и} \quad w_2I_2 = 1.$$

$G_{m_{12}}$ получается в Н, если выразить H'_1 и H'_2 в A/cmA $= \text{cm}^{-1}$, Π в Н и v в cm³.

Токи, изменяющиеся по времени синусоидально, имеют вообще говоря различные фазы, например:

$$i_1 = \sqrt{2}I_1 \sin \omega t$$

и

$$i_2 = \sqrt{2}I_2 \sin(\omega t + \varphi). \tag{58}$$

Тогда среднее за период значение W_{12m} магнитной энергии соответствующее взаимоиндуктивности обеих цепей M, равно:

$$W_{12m} = \frac{1}{2} M \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_1 i_2 d\omega t = \frac{1}{2} M I_1 I_2 \cos \varphi; \qquad (58a)$$

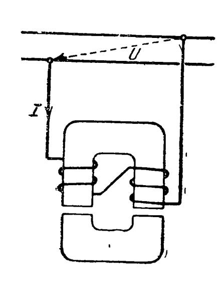
или

$$G_{m12} = \int_V \Pi H_1' H_2' \cos (\overline{H}_1, \overline{H}_2) \cos \varphi dv, \qquad (58b)$$

где φ — фазовый угол между токами i_1 и i_2 или, соответственно, между напряженностями H_1 и H_2.

11. Механическая работа электромагнита.

Отбросим предположение, сделанное в последнем параграфе, о том, что цепь тока по отношению к окружающей среде является неподвижной, и разберем частный случай, когда к сети с напряжением U присоединен некоторый электромагнит (фиг. 26). Пусть против полюсов U-образного электромагнита находится якорь, который, притягиваясь электромагнитом, может совершать механическую работу. Рассмотрим некоторый промежуток времени $(t_2 - t_1)$, в течение которого якорь из своего начального положения (1) перемещается в конечное положение (2). Аналогично предыдущему параграфу (уравн. 43) можно написать следующее уравнение работы:



Фиг. 26. Пояснение к уравнению (59).

$$\int_{t_1}^{t_2} (-UI - RI^2) dt = \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} I d\Phi. \qquad (59)$$

Правая часть этого уравнения содержит однако не только приращение магнитной энергии $\Delta W = W_2 - W_1$ за время $(t_2 - t_1)$, но и механическую работу A, совершенную якорем. Следовательно, разность между электрической работой $-\int UIdt$, доставленной сетью, и тепловыми потерями $\int RI^2 dt$ равна:

$$\int_{\Phi_1}^{\Phi_2} I d\Phi = W_2 - W_1 + A \qquad (59a)$$

или в диференциальной форме

$$I d\Phi = dW + đA. \qquad (59b)$$

Здесь вместо знака диференцирования d введен знак диминутива $ đ$, так как здесь следует, конечно, говорить не об изменении механической работы, а об очень малой элементарной работе [Л 18].

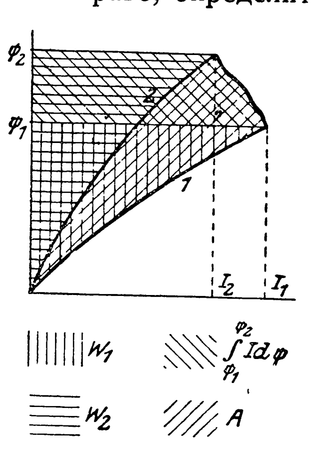
Для того чтобы определить магнитную энергию в начальном и конечном положениях якоря, установим якорь неподвижно в каждом из этих положений и проинтегрируем величину $I d\Phi$

в пределах от $\Phi = 0$ до $\Phi = \Phi_1$ для начального положения и в пределах от $\Phi = 0$ до $\Phi = \Phi_2$ для конечного положения. Соответствующие значения I и Φ могут быть изображены на фиг. 27 кривою 1 для начального и кривою 2 для конечного положения якоря. Тогда магнитная энергия W_1 изобразится площадью, заштрихованной вертикальными линиями, а магнитная энергия W_2 — площадью, заштрихованной горизонтальными линиями, причем вторая площадь отчасти перекрывает первую.

При переходе из магнитного состояния $(I_1\Phi_1)$ к состоянию $(I_2\Phi_2)$ соответствующие значения I и Φ могут лежать на переходной кривой, соединяющей конечные точки кривых 1 и 2. Тогда площадь, заштрихованная линиями, идущими с наклоном вправо, определит величину интеграла $\int\limits_{\Phi_1}^{\Phi_2} Id\Phi$, а механическая работа

$$A = \int\limits_{\Phi_1}^{\Phi_2} Id\Phi - (W_2 - W_1), \qquad (59c)$$

совершаемая силами поля при изменении потока от Φ_1 до Φ_2, изобразится площадью, заштрихованной линиями, идущими с наклоном влево, и ограниченной кривыми *1* и *2* и переходной кривой.



Фиг. 27. Соотношение между магнитной энергией и механической работой.

Очень простые соотношения между энергией поля и механической работой получаются тогда, когда Φ пропорционально I, что в большинстве случаев остается приблизительно справедливым, так как магнитное сопротивление воздушных зазоров обычно значительно больше, чем сопротивление железа. Рассмотрим два случая, имеющие весьма важное практическое значение.

а. Ток во время движения якоря сохраняет постоянную величину. Это условие приблизительно имеет место у электромагнитов постоянного тока, если движение якоря происходит медленно.

Тогда (см. фиг. 28а):

$$W_1 = \frac{1}{2} I\Phi_1;$$

$$W_2 = \frac{1}{2} I\Phi_2;$$

$$\int\limits_{\Phi_1}^{\Phi_2} Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1)$$

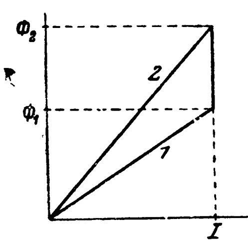
и согласно уравн. (59)

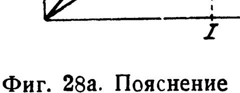
$$A = \frac{1}{2} I(\Phi_2 - \Phi_1) = W_2 - W_1. \qquad (60a)$$

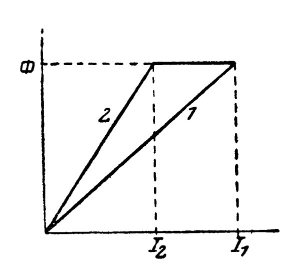
Электрическая работа, полученная из сети за вычетом тепловых потерь, в этом случае наполовину превращается в механическую работу, другая же половина расходуется на увеличение магнитной энергии. Другими словами, здесь механическая работа равна приращению магнитной энергии. Якорь в этом случае стремится установиться так, чтобы поток катушки приобрел наибольшее возможное значение.

b. Поток катушки Ф во время движения якоря сохраняет постоянную величину.

Это условие приближенно осуществляется для максимального значения потока у электромагнитов переменного тока, обмотка которых присоединяется к сети с постоянным эффективным напряжением. Тогда:




Фиг. 28a. Пояснение к уравнению (60a).



Фиг. 28b. Пояснение к уравнению (60b).

$$W_1 = \frac{1}{2} I_1 \Phi;$$

$$W_2 = \frac{1}{2} I_2 \Phi;$$

$$\int\limits_{\Phi}^{\Phi} I d\Phi = 0$$

и

$$A = (W_2 - W_1). \quad (60b)$$

Механическая работа в этом случае равна уменьшению магнитной энергии. В этом случае во время движения якоря сеть будет покрывать только тепловые потери.

12. Подъемная сила электромагнита.

Составляющая F_x силы притяжения электромагнита при бесконечно малом перемещении ∂x подвижной части относительно неподвижной, получается из механической работы:

$$F_x = \frac{\text{đ}A}{\partial x}. \quad (61)$$

При этом безразлично, принимать ли при определении элементарной работы во время перемещения неизмененными ток или поток катушки, или же положить за основу какие-либо другие допущения. Рассматривая фиг. 27, легко убедиться, что такое допущение при бесконечно малом перемещении может изменить элементарную работу $\text{đ}A$ лишь на бесконечно малую величину высшего порядка. Поэтому следует сделать такое допущение, которое по возможности облегчило бы определение работы $\text{đ}A$. Таким допущением является постоянство потока катушки. Тогда (см. уравн. 60) составляющая F_x силы притяжения будет равна частному от деления уменьшения магнитной энергии на перемещение:

$$F_x = -\frac{\partial W}{\partial x}\bigg|_{\Phi = \text{const}}. \quad (61b)$$

Аналогичные уравнения получаются и для составляющих F_y и F_z. Так как магнит обычно имеет одну степень свободы, то сила притяжения определяется как функция одного единственного переменного (x).

При предположении, что поток катушки остается неизменным, подвижная часть устройства на основании уравн. (61) всегда будет устанавливаться так, чтобы магнитная энергия была наименьшей, так как составляющая F_x будет положительной, т. е. действует в направлении перемещения ∂x, если магнитная энергия во время перемещения уменьшается.

Если пренебречь изменением потока рассеяния вследствие изменения тока, то при определении силы можно принимать во внимание только магнитную энергию воздушного пространства, так как при неизменном потоке катушки магнитная энергия в железе тоже неизменна.

Для приближенного определения силы притяжения предположим, что полюса электромагнита и находящиеся против них выступы якоря представляют собою равные и параллельно расположенные поверхности (фиг. 26). Допустим, далее, что индукционные линии между электромагнитом и якорем выходят из поверхностей полюсов перпендикулярно к якорю. Если обозначить полную поверхность полюсов электромагнита через S, то при перемещении якоря на величину ∂x в направлении, перпендикулярном к поверхностям полюсов, и притом так, чтобы расстояние между якорем и полюсами увеличивалось, изменение магнитной энергии на основании уравн. (48a) будет:

$$\partial W = \frac{1}{2} HBS\, \partial x = \frac{1}{2\Pi_0} B^2 S\, \partial x. \tag{62}$$

Подставляя эту величину в уравн. (61b), мы для силы притяжения получим значение

$$F = F_x = -\frac{1}{2\Pi_0} B^2 S. \tag{63a}$$

Эта сила выразится в J/cm, если взять Π_0 в H/cm, B в V sec/cm² и S в cm².

Чтобы получить силу притяжения в килограммах, следует воспользоваться уравнением

$$F = F_x = -\frac{1}{0{,}8\pi \cdot 9{,}80} \cdot B^2 S \cdot 10^{-6}\ \text{kG}, \tag{63b}$$

где индукция B выражена в гауссах, а поверхность S в cm². Отрицательный знак указывает, что сила стремится уменьшить расстояние x между противолежащими поверхностями полюсов и якоря. Если полная поверхность полюсов электромагнита составляет 1 cm², то при индукции $B = 5000$ гауссов сила притяжения $F = 1{,}015 \cong 1$ kG, так что мы можем положить:

$$F = \left(\frac{B}{5000}\right)^2 S\ \text{kG}. \tag{63c}$$

Формулы (62) и (63) справедливы только при допущении, что все индукционные линии в пространстве между полюсами и яко-

рем параллельны между собой и перпендикулярны к поверхностям полюсов и якоря и что рассеяние не имеет места. Если сила притяжения должна рассчитываться точнее, то необходимо все магнитное поле разбить на индукционные трубки и вычислить магнитную энергию. При этом часто является более удобным рассматривать неизменным во время перемещения не поток катушки, а ток; тогда, если поток катушки пропорционален току (см. уравн. 60a), сила притяжения равна частному от деления приращения магнитной энергии на перемещение:

$$F_x = \frac{\partial W}{\partial x}\Big|_{I=\text{const}}. \tag{61a}$$

В этом случае, разумеется, нужно также принимать во внимание изменение энергии в железе, однако при одной и той же индукции последняя составляет лишь $\frac{1}{\mu}$ энергии воздушного пространства, равного по объему железу, так что изменение магнитной энергии в железе составляет обычно лишь несколько процентов от общего изменения магнитной энергии. Следовательно, магнитная энергия главным образом концентрируется в воздушном пространстве, а не в железе.

13. Взаимодействие между катушкой, обтекаемой током и магнитным полем.

Рассмотрим катушку, обтекаемую током I и расположенную на поверхности гладкого цилиндрического якоря электрической машины (фиг. 29). Кроме этой цепи тока в машине могут существовать и другие, как на индукторе, так и на якоре: пусть в одной из этих цепей, в ν-ой, течет ток I_ν. Тогда, согласно уравн. (59b):

$$Id\Phi + \sum_n I_\nu d\Phi_\nu = dA + dW, \tag{64}$$

где Φ и Φ_ν действительные потоки индукции, сцепленные соответственно с рассматриваемой катушкой якоря и с ν-ой из остальных цепей. Изменение потоков катушек может вызываться как изменением токов во всех или отдельных цепях, так и изменением взаимного расположения цепей. Чтобы оттенить эти два изменения, мы напишем:

$$d\Phi_\lambda = d_i\Phi_\lambda + d_x\Phi_\lambda. \tag{65}$$

При взаимной неподвижности всех цепей механическая работа равна нулю, и мы получаем:

$$Id_i\Phi + \sum_n I_\nu d_i\Phi_\nu = d_iW. \tag{64a}$$

Вычитая уравнение (64a) из уравнения (64) и присоединяя уравнение (65), получаем:

$$Id_x\Phi + \sum_n I_\nu d_x\Phi_\nu = dA + d_xW. \tag{64b}$$

Для того, чтобы определить по этому уравнению механическую работу, мы должны найти изменение магнитной энергии, вызываемое при неизменных токах изменением взаимного расположения цепей. Для упрощения выводов предположим, что между потоками и возбуждающими их токами существует пропорциональность. Тогда, согласно уравн. (52):

$$W = \frac{1}{2}\left(I\Phi + \sum_n I_\nu \Phi_\nu\right) \tag{66a}$$

и (см. уравн. 64b)

$$dA = d_x W = \frac{1}{2}\left(I d_x \Phi + \sum_n I_\nu d_x \Phi_\nu\right). \tag{66b}$$

Если обозначить: через Φ_{AA} поток (фиктивный), сцепленный с рассматриваемой якорной катушкой и только ею одной возбуждаемый, через $\Phi_{A\nu}$ поток, сцепленный с катушкой якоря и возбуждаемый исключительно ν-ой цепью тока, и через $\Phi_{\nu A}$ поток (фиктивный), сцепленный с ν-ой цепью и возбуждаемый рассматриваемой якорной катушкой, то при бесконечно малом перемещении ∂x рассматриваемой якорной катушки относительно остальных цепей, предполагаемых неподвижными:

$$I d_x \Phi = I d_x \Phi_{AA} + I \sum_n d_x \Phi_{A\nu} \tag{67a}$$

и

$$\sum_n I_\nu d_x \Phi_\nu = \sum_n I_\nu d_x \Phi_{\nu A}. \tag{67b}$$

Фиг. 29. Пояснение к уравнению (69).

Имея в виду, что

$$\Phi_{A\nu} = M_\nu I_\nu$$

и

$$\Phi_{\nu A} = M_\nu I,$$

где M_ν означает взаимоиндуктивность между ν-ой цепью и рассматриваемой якорной катушкой, мы можем уравн. (67b) написать в следующем виде:

$$I \sum_n d_x \Phi_{A\nu} = \sum_n I_\nu d_x \Phi_{\nu A}. \tag{67c}$$

На основании уравн. (66b) и (67a до c) механическая работа

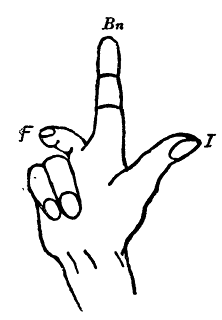
$$dA = I d_x \Phi - \frac{1}{2} I d_x \Phi_{AA} = I d_x \Phi' + \frac{1}{2} I d_x \Phi_{AA}, \tag{67}$$

где Φ' — поток (фиктивный), сцепленный с якорной катушкой и возбуждаемый всеми остальными цепями. Следовательно, механическая работа, совершаемая катушкой, за время перемещения на ∂x, составляется из двух частей: одной части соответствует изменение $d_x \Phi'$ потока, сцепленного с рассматриваемой якорной катушкой и возбуждаемого всеми остальными цепями; другой части соответствует изменение потока $d_x \Phi_{AA}$, возбуждаемого только рассматри-

ваемой якорной катушкой, и подобное изменению, имеющему место у электромагнита при постоянной величине тока. Эта часть обычно очень невелика; она равна нулю, если ширина воздушного зазора между поверхностями якоря и индуктора вдоль окружности якоря не изменяется. В этом случае, на основании принципа виртуальных перемещений, сила, действующая на катушку якоря, будет равна:

$$F = F_x = \frac{\partial A}{\partial x} = I \frac{d\Phi'}{\partial x}. \tag{68a}$$

При произвольной ширине воздушного зазора вдоль окружности якоря эта сила составляет часть полного усилия, с которым действует на рассматриваемую обтекаемую током катушку магнитное поле, возбуждаемое всеми остальными цепями тока. Если предположить опять, как и при выводе уравнения для индуктированной ЭДС движения (уравн. 36), что катушка якоря состоит из w витков, что стороны ее имеют бесконечно малую ширину, что они расположены параллельно валу якоря и что, наконец, нормальная составляющая индукции на поверхности якоря не изменяется вдоль его длины l, а вне его поверхности она равна нулю, то согласно уравн. (34) и (36):



Фиг. 30. Правило трех пальцев для определения направления силы.

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial x} = wl\,(B_{2n} - B_{1n}). \tag{68b}$$

Здесь B_{2n} и B_{1n} (см. фиг. 29) представляют собой значения нормальных составляющих фиктивной индукции, возбуждаемой всеми остальными цепями тока в тех точках окружности якоря, в которых проходят средние линии сторон рассматриваемой катушки. Сила, действующая на катушку, на основании уравн. (68a) и (68b), будет равна:

$$F = wlI\,(B_{2n} - B_{1n}). \tag{69}$$

Правильность этой формулы даже при переменной магнитной проницаемости в железе подтверждается опытом.

Найденная нами сила положительна, т. е. действует в направлении перемещения, когда ток I имеет тот же знак, что и $\frac{\partial \Phi'}{\partial x}$, когда, следовательно, ток и изменение потока Φ' (см. фиг. 29) индукции ориентированы по правилу винта с правой нарезкой.

При перемещении катушечной стороны (1) имеет место уменьшение потока индукции, которое с направлением тока I составляет правовинтовую систему. Поэтому сила действует в направлении перемещения. При перемещении катушечной стороны (2) происходит увеличение потока индукции, которое с направлением тока образует левовинтовую систему, и поэтому здесь сила противодействует перемещению (фиг. 29).

Для быстрого определения направления силы мы снова расположим большой, указательный и средний пальцы правой руки так, чтобы они образовали систему координат (фиг. 30). Если располо-

жить: большой палец в направлении тока, указательный палец в направлении магнитного поля, то средний палец укажет направление силы. Это правило также запоминается очень легко: указательный палец, как и в правиле трех пальцев для определения направления индуктированной ЭДС (фиг. 23), представляет направление индукционных линий; большой палец соответствует также причине, здесь, следовательно, току, а средний палец указывает действие, здесь, следовательно, направление силы.

Для прямолинейного проводника сила, действующая в направлении, перпендикулярном как к проводнику, так и к индукции, равна:

$$F = l \cdot IB_n, \tag{69a}$$

где B_n составляющая индукции, взятая в направлении, перпендикулярном к проводнику. Сила F получается в J/cm, если выразить: l — в cm, I в A и B в Vsec/cm².

Чтобы выразить силу в kG, нужно воспользоваться уравнением:

$$F = \frac{10^{-6}}{9{,}80} \cdot l \cdot I \cdot B_n \text{ kG}, \tag{69b}$$

где l выражено в cm, I в A и B_n в гауссах. При $l = 100$ cm, $I = 10$ A и $B = 10000$ гауссов сила равна $F = 1{,}02$ kG $\cong 1$ kG, так что мы можем написать:

$$F \cong \frac{l}{100} \cdot \frac{I}{10} \cdot \frac{B}{10000} \text{ kG}. \tag{69c}$$

Для общего случая, когда индукция вдоль проводника различна:

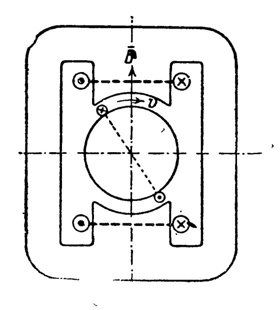
$$F = I \int dlB \sin(\overline{dl}, \overline{B}), \tag{69d}$$

где $\overline{dl}$ имеет направление тока I или в векторной форме

$$\overline{F} = I \int [\overline{dl}, \overline{B}]. \tag{69e}$$

Представим себе теперь катушку, расположенную на якоре двухполюсной машины (фиг. 31), питаемую извне током через контактные кольца, находящиеся на валу якоря. При показанном на чертеже направлении тока в обмотке электромагнитов, последние по правилу винта с правой нарезкой возбуждают магнитное поле, индукционные линии которого входят в нижнюю половину якоря и выходят из верхней. Пренебрегая механическим взаимодействием, вызываемым собственным полем катушки, мы, согласно правила трех пальцев, находим, что движение катушки или движение всего якоря, если катушка на нем закреплена, будет происходить в направлении, указанном на фиг. 31 стрелкой v. Катушка будет двигаться до тех пор, пока стороны ее не очутятся в нейтральных зонах; это произойдет тогда, когда плоскость катушки совпадет с горизонтальной пунктирной линией. Нейтральной зоной называют то место на окружности якоря, в котором нормальная составляющая индукции равняется нулю. Вследствие расширения индукцион-

ных линий нейтральная зона представляет собой математическую линию на поверхности якоря. При холостом ходе, т. е. когда в якоре нет тока, нейтральная зона расположена посередине между краями соседних полюсов. В этом случае говорят о „геометрической“ нейтральной зоне. Если бы катушка, благодаря своей инерции, могла пройти и через нейтральную зону, то появился бы вращающий момент, который снова вернул бы ее в нейтральную зону, так как в нейтральной зоне изменяется направление нормальной составляющей индукции, в то время как направление тока остается неизменным.



Фиг. 31. Движение катушки в магнитном поле.

Отсюда становится ясным, что катушка, питаемая током извне и имеющая возможность свободно двигаться в магнитном поле, устанавливается всегда так, чтобы охватываемый ею поток индукции был наибольшим возможным.

Как мы видели выше в 1В, 11а, таким же образом при неизмененном токе катушки действуют силы, вызванные изменением магнитного поля, возбуждаемого самой якорной катушкой. Часто по этому правилу направление движения можно определить быстрее, чем по правилу правой руки.

14. Механическое взаимодействие между двумя цепями токов.

Рассмотрим две линейных жестких цепи с токами постоянной величины I_1 и I_2, расположенные в однородной среде с постояной магнитной проницаемостью. Перемещая одну из этих цепей на бесконечно малый отрезок ∂x, мы изменим этим только их взаимоиндуктивность. Тогда сумма приращения магнитной энергии и механической работы (уравн. 59b) определится уравнением:

$$\partial W + đA = I_1 \partial \Phi_1 + I_2 \partial \Phi_2 = 2 I_1 I_2 \partial M, \qquad (70a)$$

так как согласно обозначений, принятых выше в IВ, 10

$$\Phi_1 = I_1 L_{11} + I_2 M, \quad \Phi_2 = I_2 L_{22} + I_1 M$$

и кроме того здесь $\partial L_{11} = \partial L_{22} = 0$; так как токи предположены неизменными и самоиндуктивность цепей после перемещения остается такой же, как и до него, то, согласно уравн. (55)

$$\partial W = I_1 I_2 \partial M \qquad (70b)$$

и механическая работа, совершенная силами поля во время перемещения, будет равна:

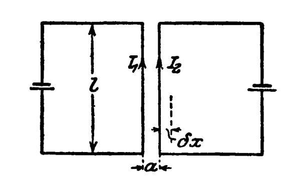
$$đA = \partial W = I_1 I_2 \partial M. \qquad (70c)$$

Отсюда составляющая F_x силы $\overline{F}$, с которой обе цепи действуют друг на друга:

$$F_x = \frac{\partial W}{\partial x} = I_1 I_2 \frac{\partial M}{\partial x}. \qquad (71)$$

Перемещение ∂x в направлении уменьшения расстояния между двумя параллельными цепями соответствует приращению взаимоиндуктивности, и при одинаково направленных токах мы получаем тогда положительную силу, т. е. силу, действующую в направлении перемещения, стремящуюся, таким образом, уменьшить расстояние между цепями: т о к и о д и н а к о в о г о н а п р а в л е н и я п р и т я г и в а ю т с я. При параллельных цепях, обтекаемых токами противоположных направлений, сила будет отрицательной, т. е. она стремится увеличить расстояние между цепями: т о к и п р о т и в о п о л о ж н о г о н а п р а в л е н и я о т т а л к и в а ю т с я. К этим двум положениям привело бы нас непосредственно также и правило, выведенное в конце предыдущего параграфа.

В качестве примера представим себе в воздушном пространстве два прямолинейных и параллельных на длине l проводника; пусть расстояние a между ними мало относительно длины l и пусть подводящие токи провода будут расположены перпендикулярно к рассматриваемым проводникам на достаточном от них расстоянии, как показано на фиг. 32.



Фиг. 32. Пояснение к уравнению (72).

Магнитные поля, возбуждаемые обоими токами I_1 и I_2 внутри пространства, охватывающего оба параллельных проводника, с большим приближением могут быть приняты аналогичными магнитным полям, создаваемым двумя бесконечно длинными прямолинейными проводниками I_1 и I_2, т. е. индукционные линии каждого из двух токов будут образовывать вокруг осей проводников концентрические окружности. Приращение взаимоиндуктивности при параллельном смещении одного проводника на величину ∂x согласно уравн. (42) ($w_1 = w_2 = 1$) и уравн. (18a и b):

$$\partial M = \partial G_{m12} = \Pi_0 \frac{l \partial x}{2a\pi}, \tag{72}$$

а сила, с которой оба проводника взаимно притягиваются, определится согласно уравн. (71) как

$$F = \Pi_0 \frac{l}{2a\pi} \cdot I_1 I_2. \tag{73}$$

Можно написать:

$$F = \frac{0{,}2l}{a} \cdot I_1 I_2 10^{-8}\ \mathrm{J/_{cm}} = \frac{0{,}2l}{9{,}80a} I_1 I_2 10^{-6}\ \mathrm{kG}, \tag{73a}$$

где токи I_1 и I_2 должны быть выражены в A, а длины l и a в одинаковых единицах. При $l = 100$ cm, $a = 2$ cm и $I_1 = I_2 = 1000$ A, сила P составляет $1{,}02 \cong 1$ kG; с этой силой оба проводника будут притягиваться, если токи направлены в одну сторону, и отталкиваться, если токи направлены в разные стороны. Поэтому мы можем положить:

$$F \cong \frac{2l}{100a} \cdot \frac{I_1}{1000} \cdot \frac{I_2}{1000}\ \mathrm{kG}, \tag{73b}$$

где отдельные величины измеряются в тех же единицах, как и в уравнении (73a).

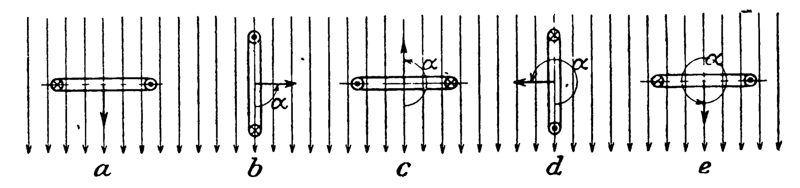
К этому же результату мы пришли бы, если бы, согласно одному из уравнений (69), определили силу, с которой на каждый проводник действует магнитное поле другого. Собственное поле цепи тока в однородной среде при жесткой цепи взаимодействует с током этой цепи с силой, равной нулю, даже если сечение проводника не предполагается бесконечно малым. Однако здесь возникают силы, стремящиеся деформировать цепь тока так, чтобы при неизменной величине тока поток индукции, охватываемый цепью, принял бы наибольшее значение (см. правило, приведенное в конце предыдущего параграфа).

Так как проводник можно представить себе составленным из отдельных нитей с токами одинакового направления, следовательно притягивающихся друг к другу, то в поперечном сечении самого проводника действуют силы, стремящиеся его спрессовать.

С. Принципы устройства генераторов тока, преобразователей и электродвигателей.

1. Переменный ток.

Представим себе в неизменном по времени магнитном поле плоскую катушку, вращающуюся вокруг оси, совпадающей с ее плоскостью и расположенной перпендикулярно к вектору поля. Отметив начало и конец обмотки, мы за положительное направление



Фиг. 33. Пояснение к уравнению (74а, b, с).

обхода обмотки примем направление, идущее от начала к концу. В соответствии с этим индуктированную ЭДС мы будем считать положительной, если ее направление совпадает с положительным направлением обхода обмотки. По отношению к положительному направлению обхода обмотки положительное направление оси обмотки определяется по правилу винта с правой нарезкой. На фиг. 33 изображены различные положения катушки по отношению к магнитному полю, причем направления обхода обмотки обозначены, как это обычно принято, крестиками и точками, а направления оси обмотки — стрелками; ось вращения расположена перпендикулярно к чертежу. В положении *a* катушка охватывает максимальный поток индукции; в положении *b* поток индукции равняется нулю. Следовательно, в период движения от *a* до *b* индуктируется положительная ЭДС (сравн. уравн. 29); она действует в направлении, одинаковом с направлением обмотки. В положении *c* величина потока индукции опять достигает максимального значения; при этом, однако, направления потока противоположны; следовательно, алге-

браическое значение потока катушки во время движения от b до c уменьшается, и в положении c оно достигает наименьшего значения. Поэтому индуктированная ЭДС за этот промежуток времени также имеет положительное значение. В положении d поток катушки равен нулю, следовательно алгебраическое значение потока за время движения от c до d увеличивается; отсюда следует, что в этом интервале индуктируется отрицательная ЭДС, действующая в направлении, обратном направлению обхода обмотки. Отрицательная ЭДС индуктируется также и во время перемещения от d до e. Положение e, как легко видеть из чертежа, аналогично исходному положению.

Следовательно, благодаря вращению катушки в магнитном поле, в ней будет индуктироваться переменная ЭДС; на концах катушки мы получаем переменное напряжение, которое через контактные кольца, закрепленные на оси вращения, можно отвести к зажимам машины.

Если катушка вращается с постоянной угловой скоростью в однородном магнитном поле, то угол между осью катушки и направлением индукционных линий пропорционален времени, т. е.

$$\alpha = \omega t, \tag{74a}$$

и полный поток индукции, сцепленный с катушкой

$$\varphi = \Phi \cos \omega t, \tag{74b}$$

где Φ представляет собой максимальное значение потока индукции. Индуктированная ЭДС, согласно уравн. (29), будет:

$$e = -\frac{d\varphi}{dt} = \omega \Phi \sin \omega t. \tag{74c}$$

ЭДС e относительно потока индукции запаздывает по фазе на четверть периода (фиг. 34). Число периодов ЭДС, отнесенное к одной секунде, называют **частотой** переменного тока. С этой же частотой изменяются и индуктированный ток и возбуждаемое последним магнитное поле.

У электрических машин вращающаяся обмотка не находится в равномерном магнитном поле, как мы только что предполагали, а располагается на внешней поверхности цилиндрического железного якоря (фиг. 20 и 31). На основании сказанного в В7 очевидно, что индуктированная ЭДС движения может быть только тогда чистой синусоидальной функцией времени, если нормальная составляющая индукции распределяется вдоль окружности якоря синусоидально. Уравнения (74a, b, c) остаются справедливыми и в этом случае. Однако, ω — тогда численно равна угловой скорости вращения катушки лишь для двухполюсных машин; в общем же случае для $2p$ полюсной машины:

$$\omega = p \cdot \omega', \tag{75a}$$

где ω' означает угловую скорость. Величина ω называется **круговой частотой**. Между ω, частотой f и периодом T имеет место соотношение:

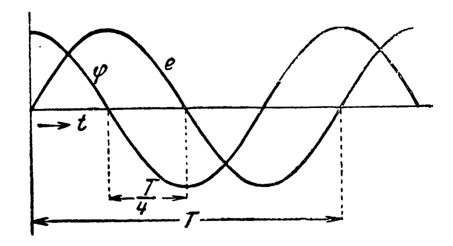
$$\omega = 2\pi \cdot f = \frac{2\pi}{T}. \tag{75b}$$

На поверхности якоря электрических машин обычно находится не одна катушка, а некоторое, иногда довольно большое, число. Соединение этих катушек между собой и расчет индуктированной ЭДС будут нами рассмотрены соответственно в отделах IIВ и IIС.

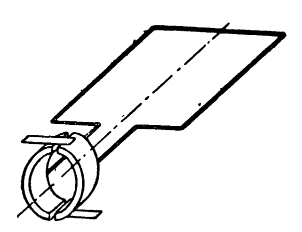
2. Постоянный ток.

Если концы обмотки, присоединенные к контактным кольцам, менять местами одновременно с изменением направления индуктированной ЭДС, то на зажимах машины получается напряжение постоянного направления. Для этой цели служит коллектор (коммутатор), который при наличии одной только катушки состоит из двух металлических, изолированных друг от друга полуколец, присоединенных к концам катушки (фиг. 35). Две неподвижных относительно магнитного поля щетки соединяют концы катушки с зажимами машины и меняют местами концы обмотки как раз в те моменты времени, когда поток катушки принимает наибольшее значение. При этом мы получим выпрямленное напряжение, периодически колеблющееся между максимальным значением и нулем (фиг. 36).

При коллекторе, состоящем из двух частей, уменьшить эти колебания напряжений не представляется возможным, даже если якорь машины имеет обмотку, состоящую не из одной, а из нескольких соединенных между собой катушек. Если, однако, каждую



Фиг. 34. Пояснение к уравнению (74a, b, c).

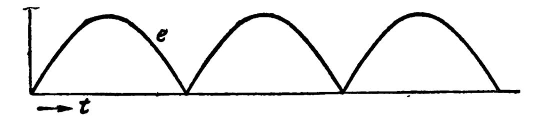


Фиг. 35. Двухпластинчатый коллектор.

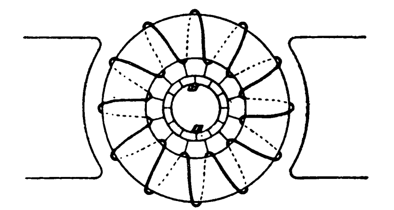
катушку непрерывной замкнутой обмотки присоединить к отдельной коллекторной пластине, то при достаточном числе катушек напряжение на зажимах машины получается практически постоянным. Такая обмотка с коллектором была предложена в 1864 г. Пачинотти (Pacinotti), и ее появление было, несомненно, весьма значительным прогрессом в развитии электрической машины постоянного тока. Присоединение кольцевой обмотки Пачинотти к коллектору показано на фиг. 37.

В этом случае коллектором замыкаются накоротко (в момент перемены направления ЭДС и тока) только те катушки, в которых ЭДС равна нулю, в то время как сумма ЭДС остальных катушек лишь немного колеблется относительно некоторого среднего значения. В обмотке с двухпластинчатым коллектором при изменении тока замыкается накоротко вся обмотка, если, конечно, требуется, чтобы разрыв цепи тока не имел места. В замкнутой же якорной обмотке с многопластинчатым коллектором в состоянии

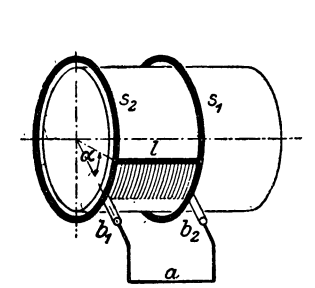
короткого замыкания находится лишь небольшое число катушек обмотки. Благодаря этому обмотка используется здесь лучше, и опасность искрения щеток в значительной степени устраняется. Постоянное во времени напряжение на зажимах можно также получить без коллектора и в униполярной машине. Простейшая конструкция такой машины показана на фиг. 38. На поверхности цилиндрического стержневого магнита, могущего вращаться вокруг оси, находится проводник l, присоединенный своими концами к контактным кольцам, одно из которых, s_1, располагается в средине магнита в его нейтральной зоне, а другое, s_2, на конце магнита. По поверхности колец скользят щетки b_1 и b_2. Согласно отдела В6 индуктированная ЭДС определяется уменьшением по времени потока индукции, сцепленного с цепью тока $b_1 - l - b_2 - a$. Разложим эту цепь, как показано пунктирной линией между точками прилегания щеток, на внешнюю и внутреню части. Поток индукции, сцепленный с внешней цепью, даже при вращающемся якоре находится в стационарном состоянии и поэтому никакого участия в индуктировании ЭДС не принимает. Поток индукции, сцепленный с внутренней цепью, проходит через заштрихованную часть по-



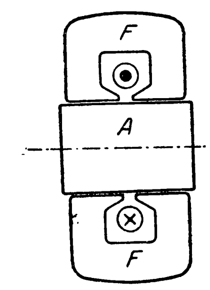
Фиг. 36. ЭДС, выпрямленная при помощи двухпластинчатого коллектора.



Фиг. 37. Кольцевая обмотка с многопластинчатым коллектором.



Фиг. 38. Униполярная индукция магнита.



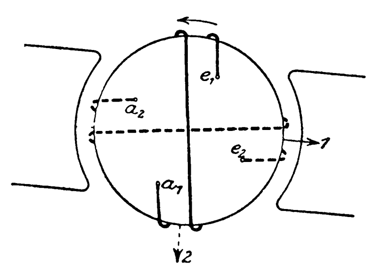
Фиг. 39. Униполярная машина.

верхности якоря, ограниченную пунктирной линией (неподвижной в пространстве), проводником l и частью контактных колец. Этот поток, пропорциональный заштрихованной поверхности, а следовательно, пропорциональный также углу поворота α при неизменной скорости вращения индуктирует постоянную ЭДС. Между контактными кольцами можно включить параллельно произвольное число проводников, распределив их вдоль окружности якоря. При практическом выполнении (фиг. 39) проводники располагаются на якоре, изготовленном из мягкого железа, а магнит (F) возбуждает на поверхности якоря неизменную по времени индукцию. Область применения униполярных машин является весьма ограниченной. При желании соединить последовательно большое число проводников приходится увеличивать число контактных колец (число колец всегда вдвое больше числа соединенных последовательно проводников). В силу этого изготовление унипо-

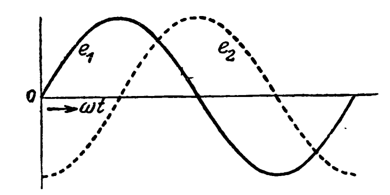
лярных машин с большим числом последовательно включенных проводников затрудняется; только при больших скоростях и низких напряжениях возможно применение униполярной машины наряду с коллекторными машинами постоянного тока.

3. Двухфазный ток.

Якорь электрической машины может быть снабжен двумя обмотками с осями, сдвинутыми по окружности якоря на половину полюсного деления. В двухполюсном выполнении, показанном на фиг. 40, зажимы этих двух обмоток обозначены буквами a_1, e_1 и a_2, e_2. Положительное направление обхода обмотки примем от a к e, соответственно с чем по правилу винта с правой нарезкой определяются и направления осей обмоток, показанные на чертеже стрелками. Расположенные по обеим сторонам якоря магниты создают постоянное по времени поле. Если нормальная составляющая индукции распределяется по окружности якоря синусоидально, и обмотка или якорь с обмоткой вращаются относительно магнитов



Фиг. 40. Двухфазный генератор.



Фиг. 41. Электродвижущие силы двухфазного генератора, ср. фиг. 40.

с постоянной угловой скоростью ω', то в каждой из обмоток будет индуктироваться ЭДС, изменяющаяся по закону синуса. Если обмотка вращается в положительном направлении (ср. фиг. 40), то катушка *1* опережает катушку *2*, т. е. катушка *2* будет занимать определенные положения в пространстве позже, чем катушка *1*, а именно, при двухполюсной машине на $\frac{1}{4}$ оборота, а при $2p$ полюсной машине на $\frac{1}{4p}$ оборота. Время t, соответствующее этому перемещению, получается из соотношения:

$$t\omega' = \frac{2\pi}{4p}. \qquad (76a$$

Откуда, имея в виду уравн. (75a) и (75b)

$$t = \frac{T}{4}, \qquad (76b)$$

т. е. ЭДС второй катушки отстает по фазе на $\frac{1}{4}$ периода от ЭДС первой катушки. Мы имеем здесь таким образом синхронный генератор, вырабатывающий двухфазный ток с синусоидальным напря-

жением. Согласно сказанному в отделе 1, для ЭДС, индуктируемой в катушке *1*, можно написать:

$$e_1 = E_{m_1} \sin \omega t, \tag{77a}$$

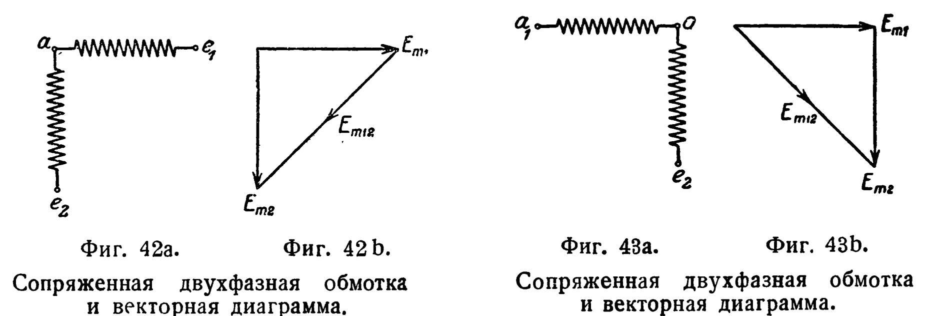
и тогда ЭДС, индуктируемая во второй катушке, будет:

$$e_2 = E_{m_2} \sin \omega \left(t - \frac{T}{4}\right) = E_{m_2} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \tag{77b}$$

На фиг. 41 эти ЭДС представлены как функции угла ωt.

Если изменить направление вращения, то порядок фаз ЭДС, индуктируемых в обеих обмотках, также изменится; ЭДС катушки *2* тогда будет опережать ЭДС катушки *1*.

Обе отдельные обмотки, составляющие в целом двухфазную обмотку, называются ф а з а м и о б м о т к и. Если обе фазы обмотки имеют общий зажим, то их называют с о п р я ж е н н ы м и. Можно также назвать все устройство сопряженной двухфазной системой.



Фиг. 42a. Фиг. 42b.
Сопряженная двухфазная обмотка и векторная диаграмма.

Фиг. 43a. Фиг. 43b.
Сопряженная двухфазная обмотка и векторная диаграмма.

Если например соединить между собой начала a_1 и a_2 обеих фаз обмотки в узловую точку a, то получится включение, показанное на фиг. 42a с тремя зажимами e_1, a и e_2. Напряжение между зажимами отдельных фаз называют фазовым, а напряжение между внешними зажимами e_1 и e_2 — сопряженным или линейным. Соответственно обозначаются и ЭДС, индуктируемые в обмотке. На фиг. 42b показана векторная диаграмма ЭДС. Здесь E_{m_1} и E_{m_2} являются амплитудами фазовых ЭДС, $E_{m_{12}}$ — амплитудой сопряженной (линейной) ЭДС, действующей по направлению $e_1 - a - e_2$ и определяемой геометрической разностью векторов E_{m_2} и E_{m_1}.

Если, как это обычно и бывает, $E_{m_1} = E_{m_2}$, то сопряженная (линейная) ЭДС и фазовая ЭДС связаны между собой соотношением:

$$E_{m_{12}} = \sqrt{2}\, E_{m_1} = \sqrt{2}\, E_{m_2}. \tag{78}$$

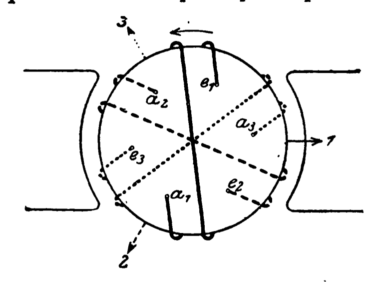
Сопряженная (линейная) ЭДС $E_{m_{12}}$ отстает по фазе на $\frac{1}{8}$ периода от фазовой ЭДС. Если фазы обмотки включить последовательно, т. е. e_1 и a_2 присоединить к зажиму O (фиг. 43b), то получится векторная диаграмма, показанная на фиг. 43B. Фаза сопряженной ЭДС, $E_{m_{12}}$ в направлении обмотки $a_1 - O - e_2$, сдвинута

по сравнению с фиг. 42а на $\frac{1}{4}$ периода и опережает фазовую ЭДС E_{m_2} на $\frac{1}{8}$ периода.

Для канализации двухфазного тока при сопряженных обмотках требуется три провода. Метод схематического изображения обмоток катушками, оси которых составляют между собой угол, равный действительному углу между обмотками двухполюсной машины, т. е. метод, принятый на фиг. 42а и 43а, обычно применяется и для многополюсных обмоток. Положение осей обмоток в пространстве совпадает тогда с положением амплитуд на векторной диаграмме, если, как мы это и предполагали, при вычерчивании диаграмм фиг. 42b и 43b, ось обмотки *1* опережает ось обмотки *2* в направлении вращения [Л21]. Направление оси обмотки на схемах можно и не указывать, если концы катушки обозначать так, чтобы направление обхода обмотки было от *a* к *e*.

4. Трехфазный ток и многофазный ток.

Если расположить на якоре три обмотки с осями, сдвинутыми друг относительно друга на $\frac{2}{3}$ полюсного деления, следовательно при двухполюсной машине на 120° (фиг. 44), то мы получаем трехфазный генератор. При положительной неизменной скорости вра-



Фиг. 44. Трехфазный генератор.

Фиг. 45. ЭДС трехфазного генератора.

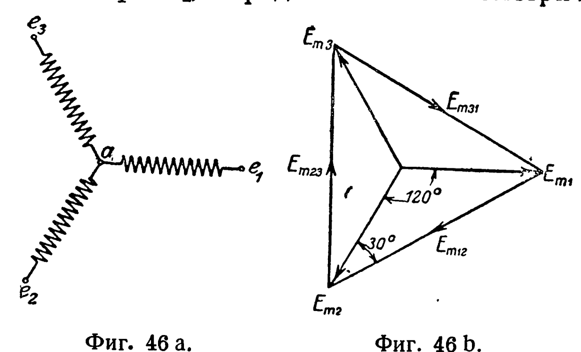
щения и при синусоидальном распределении индукции на окружности якоря ЭДС, наводимые в обмотках, будут равны:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= E_{m_1} \sin \omega t \\ e_2 &= E_{m_2} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ e_3 &= E_{m_3} \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right). \end{aligned}\right\} \quad (79)$$

По фазе они сдвинуты друг от друга на $\frac{1}{3}$ периода, или, что одно и то же, на фазовый угол $\frac{2\pi}{3}$. На фиг. 45 показаны эти ЭДС в функции угла ωt.

Эти фазовые обмотки могут быть также сопряженными друг с другом. Соединив начала всех фазовых обмоток, мы получим представленное на фиг. 46а так называемое включение звездой с нулевой (нейтральной) точкой *a* и с внешними зажимами e_1, e_2

и e_3. По фазовым ЭДС, показанным на фиг. 46b амплитудами E_{m_1} E_{m_2} и E_{m_3}, сопряженная (линейная) ЭДС $E_{m_{12}}$, направленная от зажима e_1 к e_2, определится как геометрическая разность между E_{m_2} и E_{m_1}. Соответственно определяются и сопряженные (линейные) ЭДС $E_{m_{23}}$ и $E_{m_{31}}$. При холостом ходе линейные ЭДС совпадают с сопряженными на внешних зажимах обмоток. Если три фазовых напряжения равны по величине, то линейное напряжение $E_{m_{12}}$ отстает от фазового напряжения E_{m_2} на $\frac{1}{12}$ периода, или на фазовый угол 30° и, согласно векторной диаграмме фиг. 46b, между амплитудами линейных и фазовых ЭДС имеет место соотношение:

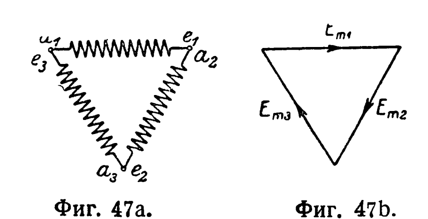


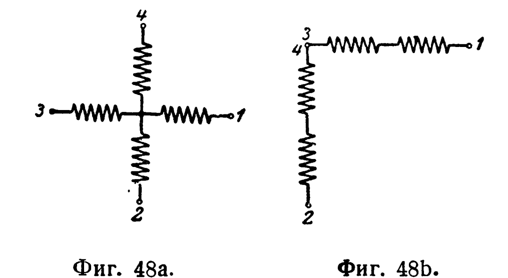
Фиг. 46 а. Фиг. 46 b.

Трехфазная обмотка звездой и векторная диаграмма.

$$E_{m_{12}} = E_{m_{23}} = E_{m_{31}} = \sqrt{3}E_{m_1} = \sqrt{3}E_{m_2} = \sqrt{3}E_{m_3} \tag{80}$$

Обмотки отдельных фаз трехфазного генератора можно также включить последовательно, а именно: соединив зажимы согласно фиг. 47а, т. е. e_1, с a_2, e_2 с a_3 и e_3 с a_1. При этом получается так называемое включение треугольником. Векторная диаграмма для этого соединения показана





Фиг. 47а. Фиг. 47b.

Трехфазная обмотка треугольником и векторная диаграмма.

Фиг. 48а.

Четырехфазная обмотка звездой.

Фиг. 48b.

Четырехфазная обмотка, соединенная как двухфазная.

на фиг. 47b. Напряжения на зажимах здесь равны фазовым напряжениям и взаимно смещены на фазовый угол 120°. Сумма мгновенных значений фазовых ЭДС равна нулю, и поэтому ток внутри обмотки замыкаться не может (внутренний ток обмотки равен нулю).

Число фазных обмоток может быть также и большим трех. В общем случае мы получим m-фазный генератор, если на поверхности якоря расположено m фазных обмоток, сдвинутых между собой на $\frac{2}{m}$ часть полюсного деления. Это общее определение нельзя распространить на рассмотренную в предыдущем параграфе двухфазную обмотку, являющуюся, собственно говоря, четырехфазной

обмоткой, в которой используются только фазы 1 и 2 (фиг. 48a) или же в которой фаза *1* соединена с *3*, а *2* с *4* (рис. 48b). Соединив начала всех m фазных обмоток, получают включение звездой; в этом случае линейные (сопряженные) ЭДС определяются, как и при трехфазной системе, разностью соседних фазовых ЭДС. Соединив все фазные обмотки последовательно, получим включение многоугольником; при равных по величине фазовых ЭДС этому включению соответствует замкнутый правильный m-угольник.

Наибольшее распространение получил в настоящее время трехфазный ток. Для канализации m-фазного тока ($m > 2$) при сопряженных обмотках требуется только m проводов, однако, в случае включения звездой, можно присоединить еще провод к общей (нейтральной) точке и таким образом иметь в сети, кроме линейного напряжения, еще и фазовое.

В этом случае при неравномерной нагрузке отдельных фазовых обмоток нейтральный провод также нагружен током. Если этот провод отсутствует, то алгебраическая сумма мгновенных значений фазных токов или векторная сумма их максимальных значений (амплитуд) должна быть всегда равна нулю, так как в точках сопряжения накопление электричества не может иметь места.

5. Величины, характеризующие переменный ток.

Пусть к некоторой внешней цепи тока будет присоединен генератор с переменной ЭДС или переменным напряжением

$$e = E_m \sin \omega t. \tag{81a}$$

Ток, протекающий в цепи, вообще говоря, будет сдвинут по фазе относительно ЭДС генератора и может быть представлен уравнением (фиг. 49):

$$i = I_m \sin (\omega t - \varphi). \tag{81b}$$

Произведение

$$e \cdot i = E_m \cdot I_m \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) = \frac{E_m I_m}{2} [\cos \varphi - \cos (2\omega t - \varphi)] \tag{81}$$

определяет тогда электрическую мощность генератора. Она изменяется периодически во времени и имеет удвоенную частоту сравнительно с частотой переменного тока. Средняя мощность, отнесенная к периоду переменного тока, равна:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T e \cdot i \, dt = \frac{E_m I_m}{2} \cos \varphi. \tag{82}$$

Эта мощность, очевидно, и измеряется ваттметром. При помощи вольтметра и амперметра мы измеряем эффективные значения напряжений и токов. Эффективное значение тока определяется уравнением:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} \tag{83}$$

и выражает собою ток, который при неизменной своей величине выделил бы в проводнике такое же количество теплоты, как и действительно проходящий по проводнику переменный ток. При этом предполагается, что переменный ток распределяется по всему сечению проводника равномерно [P7]. Для синусоидального тока

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}. \qquad (83a)$$

Такие же определения могут быть даны и для эффективных значений напряжения и ЭДС.

Если в уравнении (82) амплитуды заменить эффективными значениями, то средняя мощность будет:

$$P = E \cdot I \cdot \cos\varphi. \qquad (84)$$

Таким образом для величин, изменяющихся синусоидально, амплитуды пропорциональны эффективным значениям. Поэтому в векторных диаграммах вместо амплитуд можно пользоваться эффективными значениями (фиг. 50). При таком общепринятом методе вычерчивания диаграмм мощность равна произведению ЭДС на находящуюся с ней в фазе составляющую тока $I\cos\varphi$ или произведению тока и находящейся с ним в фазе составляющей ЭДС $E\cos\varphi$. Величину $I\cos\varphi$ называют активным током, величину $E\cos\varphi$ — активной ЭДС.

Фиг. 49. Мощность переменного тока.

Фиг. 50. Для пояснения активной и реактивной мощности.

Перпендикулярные к ним составляющие не участвуют в образовании мощности и называются $I\sin\varphi$ — реактивным током, а $E\sin\varphi$ — реактивной ЭДС. Будучи умножены на величину ЭДС E или соответственно на величину тока I, они дают реактивную мощность $EI\sin\varphi$. Произведение EI называют кажущейся мощностью, $\cos\varphi$ — коэфициентом активной мощности или просто коэфициентом мощности, $\sin\varphi$ — коэфициентом реактивной мощности. Кажущаяся мощность, умноженная на $\cos\varphi$ или $\sin\varphi$, определяет активную мощность P или реактивную мощность $EI\sin\varphi$.

Изображение величин переменного тока на векторных диаграммах, как было указано в отделе А7, допустимо только для величин, изменяющихся синусоидально. Для других периодических функций необходимо произвести разложение в ряд синусоидальных функций

(гармоник) и строить диаграммы для величин одинаковой периодичности (одинакового порядка). Тогда для каждой гармоникн останутся справедливыми соотношения, выведенные нами для синусоидальных величин. Полная (средняя) мощность будет равна алгебраической сумме мощностей отдельных гармоник:

$$P=\sum_{\nu=1}^{\infty} P_\nu. \tag{85}$$

Эффективное значение суммарного тока определяется из эффективных значений отдельных токов I_ν по уравнению:

$$I=\sqrt{\sum_{\nu=1}^{\infty} I_\nu^2}. \tag{86}$$

Аналогично определяются ЭДС и напряжение.

В практических случаях несинусоидальные периодические величины обычно рассматривают как синусоидальные, заменяя их синусоидальными величинами с одним и тем же эффективным значением (эквивалентный ток). Фазовый угол между ЭДС и током вычисляется тогда по данным измерения ЭДС, тока и мощности при помощи уравн. (84).

Для некоторой цепи тока, имеющей эффективное напряжение U и эффективный ток I, отношение

$$Z=\frac{U}{I} \tag{87a}$$

называют кажущимся сопротивлением, отношение

$$R=\frac{P}{I^2} \tag{87b}$$

(при синусоидальной форме тока равное $Z\cdot\cos\varphi$) — активным сопротивлением, а величину

$$X=\sqrt{Z^2-R^2} \tag{87c}$$

(при синусоидальной форме тока, равной $Z\cdot\sin\varphi$) — реактивным сопротивлением.

Зная часть мощности P, затраченную на тепловые потери в проводнике и равную Q, можно определить истинное (эффективное) сопротивление:

$$R_e=\frac{Q}{I^2}. \tag{87d}$$

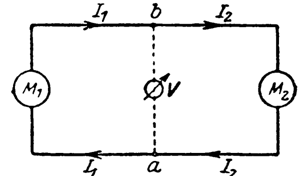
Если еще отделить потери на вихревые токи в проводнике, можно найти сопротивление R_g, равное сопротивлению, оказываемому проводником при прохождении по нему постоянного тока [P8].

6. Напряжение на зажимах и изображение его на векторной диаграмме.

Представим себе цепь, питаемую двумя машинами постоянного тока M_1 и M_2 (фиг. 51), и разделим ее на две части пунктирной линией, проведенной между зажимами a и b. Практически это раз-

деление можно осуществить включением между зажимами a и b вольтметра. Если определять напряжение от одного зажима до другого как падение напряжения в обмотке вольтметра по этому же направлению, то по закону Кирхгофа (уравн. 28а) для каждой из двух частей цепи можно написать:

$$E = U + R \cdot I. \qquad (88)$$



Фиг. 51. Для пояснения уравнения (88) и (88a и b).

Если принять направление тока за положительное, то положительная ЭДС будет действовать в направлении от входного зажима к выходному, а положительное напряжение на зажимах будет направлено в противоположную сторону, т. е. от выходного зажима к входному. Следовательно:

для первой цепи:

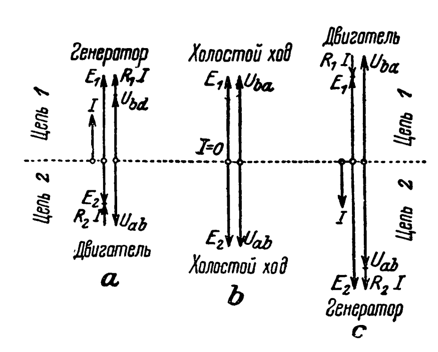
$$E_{a1b} = U_{ba} + R_1 I_{a1b}, \qquad (88a)$$

где R_1 — омическое сопротивление цепи от a через M_1 до b.

Для второй цепи:

$$E_{b2a} = U_{ab} + R_2 I_{b2a}, \qquad (88b)$$

где R_2 — омическое сопротивление цепи от a через M_2 до b.



Фиг. 52. Диаграммы цепей в фиг. 51.

Изменяя, при постоянном значении ЭДС E_1 первой машины величину ЭДС E_2, мы получим диаграмму напряжений, представленных на фиг. 52a до с.

На фиг. 52a $|E_1| > |E_2|$ машина 1 работает как генератор, машина 2 как двигатель; на фиг. 52b $|E_1| = |E_2|$, машины вращаются вхолостую; на фиг. 52с $|E_1| < |E_2|$, машина 1 работает как двигатель, машина 2 как генератор. На диаграмме, при выбранных выше положительных направлениях, ток I при генераторном режиме имеет то же направление, что ЭДС, и напряжение, при двигательном же режиме (потребляющая цепь) противоположное. Если рассматривать только одну цепь, то и для генератора и для двигателя положительное направление на зажимах остается всегда неизменным.

Теперь легко перенести наши выводы и на случай переменного тока. Предположим, что на фиг. 51 машины постоянного тока M_1 и M_2 заменены машинами переменного тока. Цепь тока снова разделим на две части соединительными проводами вольтметра. Строго говоря, при переменном токе показания вольтметра будут зависеть от положения соединительных проводов; обычно это влияние однако не принимается во внимание, так как магнитное поле вблизи зажимов и соединительных проводников вольтметра имеет очень малую величину. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только цепи 1, так как соотношения между обеими цепями, вза-

имно связанными вольтметром, остаются теми же, что и при постоянном токе. Поэтому индексы 1 и 2, с помощью которых мы различаем обе цепи, можно отбросить. Определяя при переменном токе, как и при постоянном, напряжение на зажимах U, как потерю напряжения в обмотке вольтметра, можно написать:

$$Ri + u = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{89}$$

Это уравнение совпадает с уравн. (28b), определяющим напряжение на зажимах как линейный интеграл напряженности поля. Поток индукции мы можем представлять себе состоящим из двух частей: из части Φ_0, имеющей место при разомкнутой цепи тока, т. е. при холостом ходе, и из части Φ_r, на которую изменяется поток индукции при нагрузке. Этим потокам соответствуют индуктированные ЭДС.

$$e_0 \equiv -\frac{d\Phi_0}{dt}$$

и

$$e_r \equiv -\frac{d\Phi_r}{dt}.$$

При этом уравн. (89), если кроме того, вместо мгновенных значений ввести эффективные, может быть написано в следующем виде:

$$RI + U = E_0 + E_r \tag{89a}$$

или

$$E_0 = U + (RI - E_r), \tag{89b}$$

где (ср. уравн. 88) отдельные члены теперь должны суммироваться не алгебраически, а геометрически в соответствии с их фазами. Выражение, заключенное в скобки, называют полной потерей напряжения, причем здесь RI — активная (безиндукционная) потеря напряжения, а E_r — реактивная (индуктивная) потеря напряжения. Если величина реактивной потери напряжения пропорциональна току, то можно ввести (постоянное) реактивное сопротивление X, определяемое формулой:

$$-E_r = jXI, \tag{89c}$$

где множитель j обозначает поворот от направления I или XI на 90° в положительном направлении (опережение) (P9). Тогда уравн. (89b) мы можем переписать в виде:

$$E_0 = U + (RI + jXI). \tag{90}$$

Геометрическая сумма напряжения на зажимах и потери напряжения равна индуктированной ЭДС при холостом ходе.

Если фазовый угол между током и напряжением на зажимах меньше 90°, то например для тока, отстающего по фазе от напряжения на зажимах на угол φ, получится диаграмма, показанная на фиг. 53a. [1] Здесь $UI\cos\varphi$ положительно; машина отдает мощность

[1] На фиг. 53 a, b, c множитель j не проставлен.

в сеть. Если угол между напряжением на зажимах и током больше 90°, то например для тока, опережающего по фазе напряжение на зажимах на угол φ, получится диаграмма, показанная на фиг. 53 b. Здесь уже $UI\cos\varphi$ — отрицательно, машина забирает мощность от сети. При выбранных нами положительных направлениях, по относительному расположению тока и напряжения на зажимах легко таким образом определить, является ли машина по отношению к сети генератором или двигателем, а по относительному расположению тока и ЭДС — отдает ли она механическую мощность или воспринимает ее.

В дальнейшем мы будем пользоваться этими соотношениями при исследовании генераторных и двигательных процессов, происходящих в присоединенной к сети машине.



Фиг. 53а. Диаграмма генератора переменного тока.

Фиг. 53b. Диаграмма приемника.

Фиг. 53с. Диаграмма приемника.

Обычно и в цепи потребителя разность фаз между напряжением на зажимах и током также определяется острым углом, именно дополнительным углом $\varphi' = 180° - \varphi$ (см. фиг. 53b). Тем самым мы ток, по фазе опережающий напряжение на угол φ, заменяем током, отстающим от напряжения на угол φ'. Вводя у потребителя острый угол φ', мы должны положить:

$$I' = -I \qquad (90'a)$$

(фиг. 53 b). Вместо уравн. (90) мы должны тогда написать:

$$E_0 = U - (RI' + jXI'). \qquad (90'b)$$

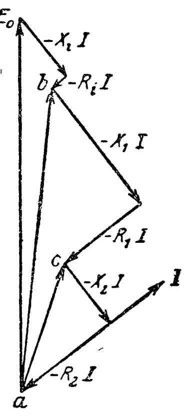
В этом случае геометрическая разность между напряжением на зажимах и потерей напряжения равна индуктированной ЭДС холостого хода.

Уравнение (90'b) можно представить также в форме (фиг. 53с):

$$E_0 + (RI' + jXI') = U. \qquad (90')$$

Определение напряжения в отдельных частях цепи предполагает подразделение ЭДС индуктированной на составляющие, индуктированные в отдельных участках, причем это подразделение является более или менее произвольным. Рассмотрим например

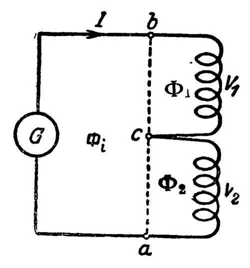
цепь тока (фиг. 54а), состоящую из генератора G и из последовательно с ним включенных потребителей V_1 и V_2. Для определения ЭДС в отдельных частях цепи необходимо поверхность, окаймленную всей цепью, представить себе разбитой на столько частей, сколько имеется зажимов. Проще всего для этого соединить друг с другом прямыми линиями отдельные зажимы. Тем самым мы суммарный поток индукции разбиваем на частичные потоки Φ_i, Φ_1 и Φ_2, которым соответствуют ЭДС, индуктируемые в отдельных частях цепи. Мы можем теперь построить диаграмму напряжений, показанную на фиг. 54b, причем напряжения $\overline{ab}$ и $\overline{ac}$ получаются как разности между индуктированными ЭДС и потерями напряжения при обходе цепи от зажима a в направлении положительных токов.



Фиг. 54b. Диаграмма для цепи фиг. 54а.

7. Возникновение вращающихся полей.

Присоединим обмотку якоря трехфазного генератора (фиг. 44), рассмотренного в отделе 4, к обмотке якоря другой аналогичной машины так, чтобы концы и начала соответственных фазовых обмоток были соединены вместе. Тогда генератор будет питать вторую машину переменными токами, сдвинутыми по фазе друг относительно друга на $\frac{1}{3}$ периода, так же, как и напряжения на зажимах генератора. Эти токи, вообще говоря, смещены по фазе относительно напряжений, так как кажущееся сопротивление обмотки не является чистым активным сопротивлением. Вопроса об абсолютной величине сдвига фаз между напряжениями на зажимах и токами мы касаться не будем, для нас важно лишь констатировать, что токи сдвинуты друг относительно друга на $\frac{1}{3}$ периода. Кроме того допустим, что токи по времени изменяются синусоидально и что каждая фазовая обмотка возбуждает такое поле, что нормальная составляющая индукции распределяется вдоль окружности якоря синусоидально. Мы не будем здесь касаться вопроса о том, какими средствами это можно осуществить и насколько выполняются эти предположения на практике.



Фиг. 54а. Разложение цепи на составные части.

Если представить себе, что три несопряженные фазовые обмотки (фиг. 44) при неподвижном якоре обтекаются в положительном направлении постоянным током, то легко видеть, что каждая из трех обмоток возбуждает синусоидально распределенное по окружности якоря поле с числом полных волн, равным числу пар полюсов обмотки. Между собой синусоиды эти сдвинуты на пространственный угол $\frac{1}{3} \cdot \frac{2\pi}{p}$; так как угол $\frac{2\pi}{p}$ соответствует двойному полюсному делению. Если фазовые обмотки *1*, *2*, *3* следуют

друг за другом по окружности якоря в отрицательном направлении отсчета углов, как это было принято для генератора на фиг. 44, то при обходе в положительном направлении волны индукции третьей фазовой обмотки будут опережать волны второй, а волны второй обмотки будут опережать волны третьей (фиг. 55). Поэтому для нормальных составляющих индукций, возбуждаемых каждой из трех обмоток, можно написать:

$$b_1 = B_1 \sin p\alpha, \quad b_2 = B_2 \sin\left(p\alpha + \frac{2\pi}{3}\right), \quad b_3 = B_3 \sin\left(p\alpha + \frac{4\pi}{3}\right), \quad (91a)$$

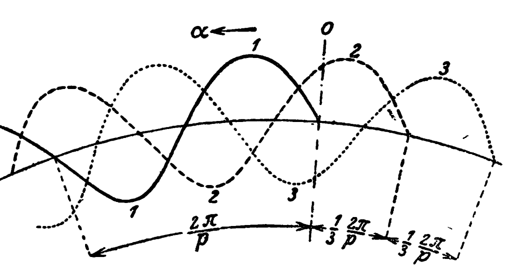
где α — обозначает положение на окружности якоря.

В действительности фазовые обмотки питаются переменными токами, сдвинутыми по фазе. Вследствие этого амплитуды B_1, B_2 и B_3 в уравн. (91a) не являются постоянными и при подходящем выборе момента времени $t = 0$ выражаются синусоидальными функциями [см. уравн. (79)]:

$$B_1 = B_0 \sin \omega t,$$

$$B_2 = B_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right),$$

$$B_3 = B_0 \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right). \quad (91b)$$



Фиг. 55. Пояснение уравнения (91a)

Ранее высказанным предположением, что отдельные фазовые обмотки при любых токах всегда возбуждают индукции, распределенные вдоль окружности якоря по синусоиде, уже предопределяется, что магнитная проводимость отдельных векторных трубок не зависит от индукции. Поэтому результирующую индукцию на окружности якоря можно найти путем наложения частичных индукций:

$$b = B_0 \left[\sin \omega t \cdot \sin p\alpha + \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \sin\left(p\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) + \right.$$

$$\left. + \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \sin\left(p\alpha + \frac{4\pi}{3}\right)\right] \quad (92a)$$

или, произведя простейшие тригонометрические преобразования

$$b = \frac{3}{2} B_0 (\sin \omega t \cdot \sin p\alpha - \cos \omega t \cdot \cos p\alpha), \quad (92b)$$

что окончательно дает:

$$b = -\frac{3}{2} B_0 \cos(\omega t + p\alpha). \quad (92)$$

Это выражение представляет собой уравнение бегущей волны (и притом движущейся в направлении отрицательного отсчета углов), так как аргумент круговой функции содержит сумму величин, относящихся и ко времени и к месту. Амплитуда результирующей индукции постоянная по величине и равна $\frac{3}{2} B_0$; устанавливая время $t = 0$, раньше или позже на $\frac{1}{2}$ периода или отодвигая

положение $\alpha = 0$ на $\frac{180°}{p}$ назад или вперед, мы можем освободиться от отрицательного знака. Для нахождения угловой скорости, с которой волна индукции перемещается вдоль окружности якоря, зададимся некоторым значением b и исследуем движение вдоль окружности якоря волны, определяемой этим значением.

Из уравнения

$$b = -\frac{3}{2} B_0 \cos(\omega t + p\alpha) = \text{const} \tag{93a}$$

мы получаем:

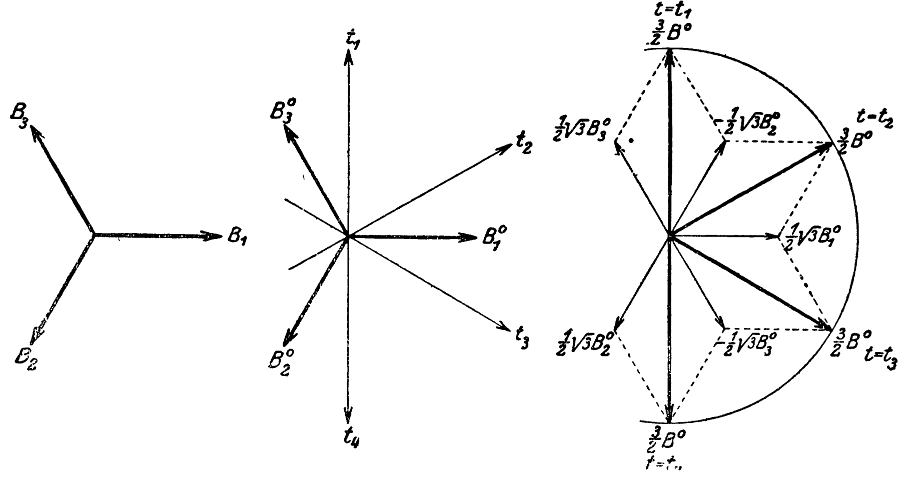
$$\omega t + p\alpha = \text{const} \tag{93b}$$

или

$$\omega dt + p d\alpha = 0. \tag{93c}$$

Следовательно, угловая скорость

$$\omega' = -\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{\omega}{p}. \tag{93}$$



Фиг. 56a. Векторная диаграмма в пространстве.

Фиг. 56b. Векторная диаграмма во времени.

Фиг. 56c. Результирующая амплитуда $\frac{3}{2}$ B° в диаграмме в пространстве.

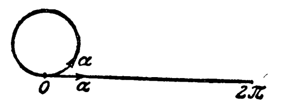
Мы получаем вращающееся поле, которое движется с тою же угловой скоростью, что и обмотка генератора, но в противоположном направлении (уравн. 75a). Для двухполюсной ($p = 1$) машины угловая скорость вращающегося поля равна $-\omega = -2\pi f$.

Вращающееся поле, движущееся в отрицательном направлении, будет возбуждаться также и обмоткой якоря генератора, питающего вторую машину, так как начала и концы соответственных обмоток мы соединили вместе. Таким образом вращающееся поле, образуемое обмоткой якоря генератора, относительно магнитов, создающих основное поле машины, находится в неподвижном состоянии (фиг. 44).

Возникновение вращающегося поля легко показать также и при помощи векторной диаграммы. В пространственной диаграмме фиг. 56a векторы B_1, B_2 и B_3 представляют амплитуды индукций,

возбуждаемых на окружности якоря отдельными фазовыми обмотками, если они обтекаются постоянным током в положительном направлении. Так как здесь дело идет лишь о графическом изображении синусоидальных функций, а не о физических векторах, то углы, образуемые амплитудами в пространственной диаграмме, не зависят от числа полюсов. Эти углы только при числе полюсов, равном двум, равны действительным пространственным углам между отдельными фазовыми обмотками машины. При числе же полюсов, равном $2p$, действительные углы составляют p-ую часть диаграммных углов [ср. уравн. (91a) и сказанное в отделе A7].

В действительности амплитуды индукций B_1, B_2 и B_3 пульсируют по времени по закону синуса (сравн. 91 b); их мгновенные значения в векторной диаграмме фиг. 56 b будут определяться проекциями амплитуд на линию времени, вращающуюся с угловой скоростью $\omega = 2\pi f$. Для наглядности выберем такие моменты времени, когда индукция, возбуждаемая одной из фазовых обмоток, равна нулю; следовательно, линия времени последовательно пусть занимает положения t_1, t_2, t_3, t_4 и т. д.



Фиг. 57a. Развернутая поверхность внутреннего якоря (машины с внутренними полюсами).



Фиг. 57b. Развернутая поверхность внешнего якоря (машины с внешними полюсами).

В момент времени t_1 индукция B_1 равна нулю,

$$B_2 = -\frac{1}{2}\sqrt{3}\,\overset{\circ}{B_2} \text{ и } B_3 = +\frac{1}{2}\sqrt{3}\,\overset{\circ}{B_3};$$

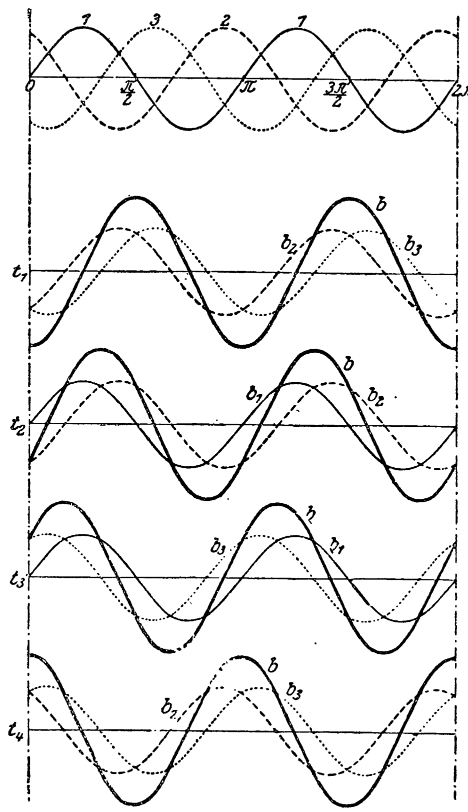
положение результирующей амплитуды, равной $\frac{3}{2}B^{\circ}$, для момента времени t_1 показано на пространственной диаграмме фиг. 56 c. Аналогично определяется положение результирующей амплитуды и в остальные моменты времени. Следовательно, амплитуда индукции за половину периода переменного тока повернется в пространственной диаграмме фиг. 56 c на 180°, а в машине на $\frac{180^{\circ}}{p}$.

Еще нагляднее можно проследить движение волны индукции, если развернуть поверхность якоря и найти для различных моментов времени результирующую нормальную составляющую индукции. Мы получим тогда волну индукции в прямоугольной системе координат. Если при этом допустить, что нормаль от наружной поверхности якоря в воздушное пространство совпадает с направлением положительной ординаты, то при развертке окружности якоря у машин с внутренними полюсами положительным углам будут соответствовать положительные абсциссы (фиг. 57 a). Напротив, у машин с внешними полюсами, т. е. у машин рассматриваемого нами типа, положительным углам соответствуют отрицательные абсциссы (фиг. 57 b).

Так как обычно принято откладывать абсциссы вправо, то, чтобы сохранить такое же расположение и для машин с внешними полюсами, необходимо обмотку такой машины представить себе как

обмотку машины с внутренними полюсами, для чего нужно обмотку машины с внешними полюсами рассматривать с другой стороны, так как тогда угол, бывший ранее положительным, становится отрицательным и будет соответствовать положительной абсциссе.

Обычное изображение в прямоугольной системе координат получается, разумеется само собою, если при этом углы уравнения (91 a) и (91 b) откладывать в направлении положительных абсцисс.



Фиг. 58. Вращающееся поле четырехполюсной трехфазной обмотки.

Картина распределения индукции для четырехполюсной машины показана на фиг. 58. В верхней части фигуры нанесены волны индукций, возбуждаемых на окружности якоря отдельными обмотками при питании их постоянным током в положительном направлении, и внизу отдельные волны и их сумма для моментов времени, принятых нами на фиг. 56 b. Следовательно за время полупериода переменного тока результирующая волна при четырехполюсной машине смещается в отрицательном направлении на угол

$$\frac{\pi}{p} = 90^\circ.$$

При наших исследованиях возникновения вращающегося поля мы предполагали, что фазовые обмотки смещены друг относительно друга по окружности якоря точно на $\frac{2}{3}$ полюсного деления и что они питаются токами, сдвинутыми по фазе друг от друга на $\frac{1}{3}$ периода. Кроме того, мы предполагали, что нормальная составляющая индукции, возбуждаемой на окружности якоря каждой из фазовых обмоток, всегда распределяется синусоидально и что обмотки обтекаются токами, изменяющимися во времени по синусоиде. Если, так же, как мы до сих пор и считали, число витков в каждой из трех фазовых обмоток одинаково, а также равны по величине и постоянны эффективные значения токов, то вращающееся поле распределяется вдоль окружности якоря синусоидально, и его амплитуда имеет постоянную величину. Если, кроме того, частота переменного тока не изменяется, то вращающееся поле движется с постоянной скоростью. Если эти условия выполняются не все,

то изменяются, вообще говоря, как амплитуда вращающегося поля, так и его распределение и скорость. Необходимыми условиями для возникновения вращающегося поля являются лишь взаимное смещение обмоток по окружности якоря и взаимный сдвиг по фазе питающих обмотки токов. При выполнении лишь одного из двух условий вращающееся поле возникнуть не может, и получается только неподвижное относительно обмотки якоря пульсирующее поле.

Те же условия, которые были выведены для трехфазного вращающегося поля, остаются в силе для всех многофазных токов причем двухфазная обмотка ведет себя как четырехфазная. Для возбуждения возможно правильного m-фазного вращающегося поля необходимо смещать обмотки друг относительно друга по якорной окружности на $\frac{2}{m}$ полюсных делений и питать эти обмотки токами, взаимно сдвинутыми по фазе на $\frac{1}{m}$ периода.

Каждое вращающееся поле изменяет свое направление вращения, если порядок последовательности фазовых обмоток по окружности якоря изменить на обратный. При трехфазном вращающемся поле амплитуды B_2 и B_3 в пространственной диаграмме фиг. 56а меняются тогда местами, и результирующая амплитуда будет вращаться в направлении, противоположном показанному на фиг. 56 с. В уравнение (91а) следует тогда подставить не сумму, а разность углов; в этом случае уравн. (92) переходит в уравнение волны, бегущей в положительном направлении:

$$b = \frac{3}{2} B_0 \cos(\omega t - p\alpha). \tag{94}$$

Практически изменение направления движения вращающегося поля при двухфазной обмотке производится путем взаимного перемещения концов одной из двух фазовых обмоток, при трехфазной сопряженной обмотке — путем перемены местами двух проводов, подводящих к обмотке ток. При m-фазной обмотке ($m > 2$) необходимо переменить местами $m - 2$ или $m - 1$ подводящих проводов, смотря по тому, является ли m четным или нечетным числом.

8. Двигатели.

В общем случае каждый генератор может работать двигателем, если питать его от внешнего источника тока. Если через якорь машины постоянного тока пропустить постоянный ток и с помощью магнитов возбудить неизменяющееся во времени поле, то на основании сказанного в отделе В13 на обмотку якоря будет действовать вращающий момент. Якорь будет беспрерывно вращаться, так как во время вращения, как в униполярных, так и в коллекторных машинах распределение тока в якоре по отношению к магнитам будет оставаться неизменным.

Если присоединить обмотку якоря многофазного синхронного генератора к обмотке одинаковой с ним машины, то, как мы видели в отделе С7, во второй машине возникнет вращающееся поле. В этом вращающемся поле находится электромагнит, возбуждаемый

извне постоянным током. В конце главы В, 13 мы указывали, что извне питаемая и свободно вращающаяся в магнитном поле катушка всегда устанавливается так, чтобы ее пронизывал наибольший возможный поток индукции. Чтобы удовлетворить этому условию, электромагниты должны оставаться в покое относительно вращающегося поля, т. е. при неподвижном якоре (машина с внутренними полюсами) электромагнит должен вращаться синхронно с вращающимся полем, при неподвижных же электромагнитах (машины с внешними полюсами) якорь будет двигаться против направления вращающегося поля. Мы получаем в этом случае многофазный синхронный двигатель. Если скорость вращающегося поля будет доводиться от нуля до стационарного значения постепенно, например непрерывным повышением числа оборотов синхронного генератора, то многофазный синхронный двигатель, питающийся током от этого генератора, придет во вращение сам собой. Если, однако, двигатель будет сразу присоединен к многофазной сети с неизменной частотой, то вращающееся поле сразу получит полную скорость, и подвижная часть двигателя в силу своей инерции не сможет следовать за его движением. Вращающий момент, с которым обе части двигателя действуют друг на друга при неподвижных электромагнитах и якоре, изменяет свой знак по истечении каждой полуволны, так что средний вращающий момент равен нулю. Поэтому многофазный синхронный двигатель не может самостоятельно прийти во вращение и требует предварительного разгона с помощью каких-либо вспомогательных средств до скорости, близкой к синхронной.

Если индуктор машины имеет ясно выраженные полюса, то, даже разрывая цепь возбуждения электромагнитов или совершенно удаляя обмотку возбуждения, мы получим двигатель. идущий синхронно с вращающимся полем (реакционные машины). Выше, в отделе В 12, мы видели, что при неизменном потоке индукции подвижные железные части всегда стремятся устанавливаться так, чтобы магнитная энергия была наименьшей. Тогда определенному усилию на окружности якоря будет соответствовать определенное положение магнитов относительно вращающегося поля, которое при неизменной нагрузке также будет сохраняться неизменным, и двигатель будет вращаться с синхронной скоростью. Так как такой синхронный двигатель может развивать сравнительно небольшой вращающий момент, то он не получил большого практического применения.

Если питать обмотку якоря однофазного синхронного генератора однофазным переменным током, то и в этом случае мы получим однофазный синхронный двигатель.

Здесь мы пока не станем рассматривать рабочие свойства однофазного двигателя и лишь отметим, что однофазный синхронный двигатель не приходит во вращение самостоятельно и при этом, в противоположность многофазным двигателям, даже тогда, когда число оборотов питающего генератора будет повышаться постепенно от нуля до стационарного значения.

Если заменить электромагниты многофазного синхронного генератора массивным железным кольцом, то вращающееся поле, воз-

буждаемое многофазной обмоткой якоря, будет индуктировать в этом кольце токи, которые, взаимодействуя с вращающимся полем, создадут вращающий момент. Такой двигатель не может вращаться синхронно, так как при синхронизме относительная скорость между вращающимся полем и железным кольцом равна нулю, следовательно в этом случае никакого тока наводиться не будет. Однако, достаточно уже незначительного отставания железного кольца от вращающегося поля, чтобы вследствие этого получить большой ток и вращающий момент, в особенности, если кольцо, как это обычно бывает, имеет коротко замкнутую обмотку с незначительным сопротивлением. Вращающий момент пропорционален силе индуктированного тока, последний в свою очередь пропорционален разности скоростей вращающегося поля и железного кольца. Разность скоростей называют *скольжением*; она выражается в процентах от синхронной скорости. Двигатели такого типа называются *индукционными*; они относятся к классу асинхронных двигателей. Многофазные индукционные двигатели приходят во вращение самостоятельно, даже если обмотка якоря непосредственно приключается к сети с постоянной частотой тока.

Даже если железное кольцо индукционного двигателя не имеет никакой обмотки и составлено из настолько тонких изолированных друг от друга листов железа, что в нем не может индуктироваться никаких токов, то все же на кольцо будет действовать вращающий момент. Однако, этот момент крайне незначителен и равен частному от деления потерь на гистерезис, возникающих в одну секунду в неподвижном кольце, на угловую скорость вращающегося поля.

Однофазные индукционные двигатели по своим рабочим свойствам в значительной степени приближаются к многофазным, но все же они не могут приходить во вращение самостоятельно и требуют для пуска специальных приспособлений. Индукционные двигатели могут также работать и в качестве генераторов, если их присоединить к сети переменного тока, питаемой синхронными машинами. Индукционные машины в этом случае должны приводиться во вращение со скоростью выше синхронной.

Особый класс асинхронных двигателей составляют *коллекторные двигатели переменного тока*. Наиболее распространенными из них являются двигатели последовательного возбуждения.

Соединяя последовательно обмотку возбуждения электромагнитов машины постоянного тока через посредство щеток, скользящих по коллектору, с обмоткой якоря, мы получим простейшую форму однофазного двигателя с последовательным возбуждением.

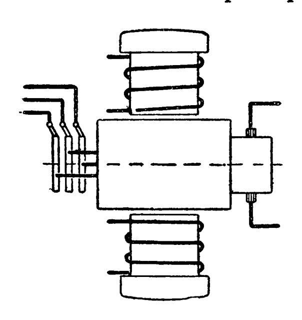
Магнитное поле изменяется здесь с той же частотой, что и ток, и двигатель развивает вращающий момент, который аналогично мощности переменного тока (уравн. 81) колеблется периодически около некоторого среднего значения.

У трехфазных двигателей последовательного возбуждения индуктор снабжается трехфазной обмоткой, соединенной через щетки последовательно с коллекторной обмоткой постоянного тока, питае-

мой трехфазным током. Так как последовательные двигатели переменного тока не связаны с синхронной скоростью, то они приходят во вращение самостоятельно.

9. Преобразователи и трансформаторы.

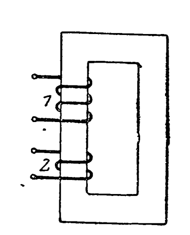
Для превращения тока одного рода в какой-либо другой применяются преобразователи, являющиеся обычно вращающимися машинами. Из преобразователей наибольшее распространение получили мотор-генераторы. Генератор, вырабатывающий ток желаемого характера, соединяется маханически при этом с двигателем, который может приводиться во вращение током, доставляемым сетью, имеющейся в распоряжении. Рабочие свойства мотор-генератора определяются непосредственно рабочими свойствами отдельных машин, входящих в аггрегат.



Фиг. 59. Одноякорный преобразователь.

Приводной двигатель и генератор полностью или частично могут быть совмещены друг с другом. Важнейшим и наиболее распространенным устройством этого рода является одноякорный преобразователь, называемый также иногда просто преобразователем или умформером. Он служит для превращения переменного тока в постоянный или наоборот и состоит из индуктора (такого же, как и у машин постоянного тока) и вращающегося якоря, снабженного обмоткой постоянного тока и коллектором. Эта же обмотка, кроме того, имеет ответвления (по числу фаз переменного тока), подведенные к контактным кольцам. При трехфазном токе преобразователь имеет три кольца, как это схематически показано на фиг. 59.

Если контактные кольца приключить к трехфазной сети, то машина придет во вращение как синхронный двигатель, и со щеток, наложенных на коллектор, можно снимать постоянный ток. С другой стороны, однако, если подвести к коллектору постоянный ток, то преобразователь будет работать как двигатель постоянного тока, и с контактных колец можно будет тогда снимать трехфазный ток.



Фиг. 60. Однофазный трансформатор.

Одноякорные преобразователи сравнительно с мотор-генераторами имеют преимущество дешевизны, но невыгоды плохой регулировки, так как величины напряжения постоянного и переменного токов здесь зависят друг от друга.

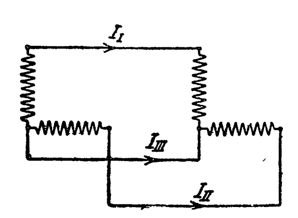
Благодаря этому в цепь преобразователя в большинстве случаев приходится включать на стороне переменного тока промежуточный трансформатор.

Превращение переменного тока одного напряжения в ток той же частоты, но другого напряжения производится машинами без вращающихся частей — трансформаторами. В однофазном трансформаторе на железном сердечнике (фиг. 60) располагаются две обмотки: первичная *1* с числом витков w_1 и вторичная *2* с чис-

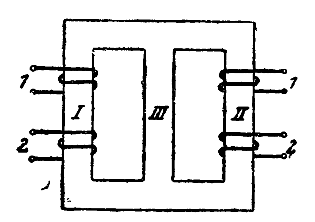
лом витков w_2. Если присоединить первичную обмотку к сети переменного тока с эффективным напряжением на зажимах U_1, то при холостом ходе, когда потеря напряжения в обмотках весьма мала, в каждый момент времени должно удовлетворяться равенство:

$$u_1 = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (95\ a)$$

Так как поток индукции главным образом проходит по железному сердечнику, то отдельные потоки витков обмоток могут



Фиг. 61a. Электрически сопряженная двухфазная система.



Фиг. 61b. Магнитно сопряженный двухфазный трансформатор.

быть приняты одинаковыми по величине и приравнены потоку φ в железном сердечнике. Мы можем поэтому написать:

$$u_1 = -w_1 \frac{d\varphi}{dt}. \qquad (95\ b)$$

Вторая обмотка пронизывается потоком, по величине весьма близко стоящим к потоку первой обмотки, и поэтому напряжение на зажимах второй обмотки при холостом ходе может быть выражено уравнением:

$$u_2 = -w_2 \frac{d\varphi}{dt}. \qquad (95\ c)$$

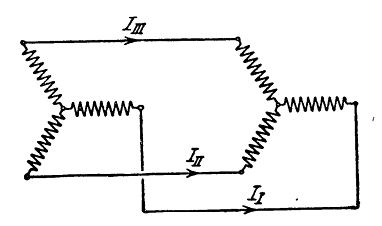
Из уравнений (95 b) и (95 c) мы находим соотношение:

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{w_2}{w_1}, \qquad (96)$$

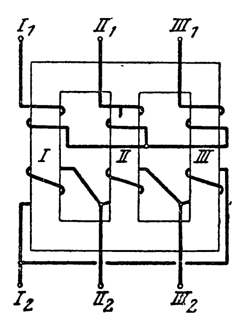
т. е. отношение напряжений на зажимах при холостом ходе приблизительно равно отношению чисел витков обмоток. При нагрузке вторичной обмотки, вследствие появления потоков рассеяния в обеих обмотках и наличия у обмоток активных сопротивлений, возникает потеря напряжения, благодаря чему вторичное напряжение при отстающих токах несколько меньше, чем определяемое уравнением (96). Поток индукции в железном сердечнике, если пренебречь потерями напряжений в обмотках при нагрузке, также определяется только напряжением на зажимах [уравн. (95 b)]. Ток, потребляемый из сети первичной обмоткой, всегда должен иметь такую величину, чтобы результирующий полный ток первичной и вторичной обмоток возбуждал поток индукции φ, определяемый уравн. (95 b).

Для преобразования напряжений многофазных токов можно для каждой фазовой обмотки применять отдельный однофазный трансформатор (как показано на фиг. 60), причем тогда первичные и вторичные обмотки, каждые в отдельности, могут быть сопряжены между собой способами, обычными при многофазных обмотках. Можно, однако, соединить между собой и магнитные цепи, в таком случае железные сердечники могут быть „сопряжены" теми же способами, как и обмотки.

В двухфазном трансформаторе потоки в сердечниках I, II и III на фиг. 61b соответствуют тогда электрическим линейным токам I_{I}, I_{II} и I_{III} на фиг. 61a, и величины потоков (на фиг. 61b



Фиг. 62a. Электрически сопряженная трехфазная система.



Фиг. 62b. Магнитно-сопряженный трехфазный трансформатор.

определяются по закону полного тока, аналогично тому, как величины токов на фиг. 61a определяются по закону индукции. Полный ток для каждой из трех магнитных цепей (на фиг. 61b) соответствует магнитному спаду каждой из электрических цепей (на фиг. 61a).

При переменном токе с числом фаз больше двух число сердечников обыкновенно равно числу фаз. В случае трехфазного тока, например, потоки в сердечниках I, II, III на фиг. 62b соответствуют токам I_{I}, I_{II}, I_{III} на фиг. 62a. На фиг. 62b, в качестве примера, первичная обмотка включена звездой, а вторичная — треугольником.

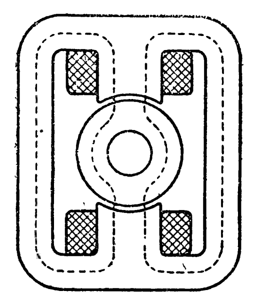
В трехфазном трансформаторе магнитные цепи можно выполнить так, что они будут соответствовать включению обмоток треугольником. Однако, такое сопряжение магнитных цепей, из конструктивных соображений, не приобрело никакого практического значения.

II. ВВЕДЕНИЕ В ЭЛЕКТРОМАШИНОСТРОЕНИЕ

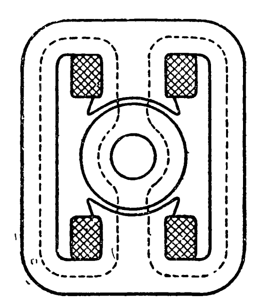
А. Устройство электрических машин.

1. Машины постоянного тока.

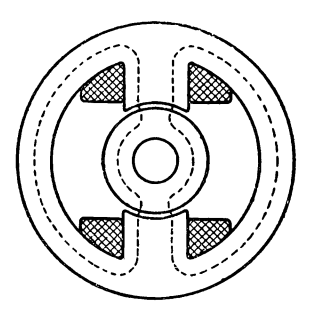
Для лучшего усвоения последующего материала будет полезно ознакомиться с общим устройством отдельных типов электрических машин. При этом мы не будем делать различия между генераторами и двигателями, так как уже указывалось, что каждый генератор может работать и двигателем. Рассмотрим прежде всего машины постоянного тока.



Фиг. 63а. Двухполюсный индуктор без полюсных наконечников.



Фиг. 63b. Двухполюсный индуктор с полюсными наконечниками.



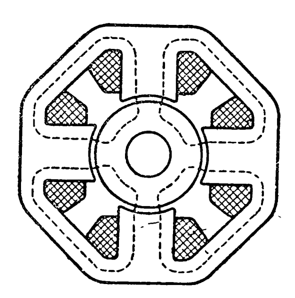
Фиг. 63с. Двухполюсный индуктор с кольцевым ярмом.

Наибольшим распространением пользуется в настоящее время тип машины постоянного тока с внешними полюсами. У этих машин электромагниты (индуктор) и обмотка возбуждения, питаемая постоянным током, образуют внешнюю часть, а якорь находится внутри машины и составляет ее внутреннюю часть. Между прочим при наших прежних рассмотрениях мы имели в виду именно такой тип машин. Индуктор и скользящие по коллектору щетки находятся в покое; якорь с закрепленной на нем обмоткой и коллектор вращаются (фиг. 73а и 73b).

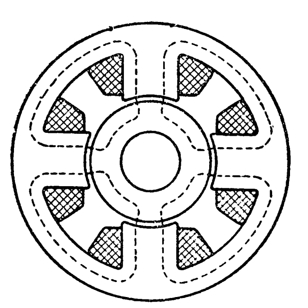
Поперечное сечение индуктора двухполюсной машины показано на фиг. 63а; якорь изображен здесь без обмотки. Полюсные сердечники, на которых находится изображенная в поперечном сечении обмотка возбуждения, соединяются друг с другом посредством ярма. Путь потока индукции отмечен пунктирными линиями. Обыкновенно, с целью получения большего пространства для размещения обмотки возбуждения, ширина полюса несколько уменьшается (фиг. 63b). Суженная часть полюса, на которой расположена обмотка возбуждения, называется сердечником полюса, а часть,

обращенная к поверхности якоря, — **полюсным наконечником**. В дальнейшем при схематическом изображении машин полюсные наконечники на чертежах не показаны. Форма ярма при двухполюсных машинах также иногда выбирается цилиндрической, как это показано на фиг. 63 с. Электромагниты на фиг. 63 а до 63 с мы можем повернуть на 90°, так что оси полюсных сердечников займут не вертикальное положение, как на чертеже, а горизонтальное.

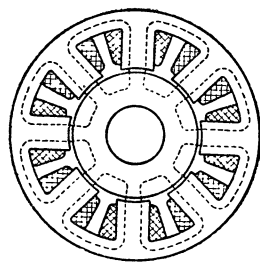
Историческое развитие машин постоянного тока малой мощности отчасти характеризуется тем, что двухполюсная машина все более и более вытеснялась четырехполюсной. В то время как еще недавно, 10—20 лет тому назад, машины постоянного тока, мощностью до 20 kW, выполнялись в виде двухполюсных, в настоящее время даже самые малые машины большею частью снабжаются четырьмя полюсами. Формы обычных четырехполюсных индукторов показаны на фиг. 64 а и 64 b, причем индуктор на фиг. 64b



Фиг. 64 а. Четырехполюсный индуктор.



Фиг. 64b. Четырехполюсный индуктор с кольцевым ярмом.



Фиг. 65. Восьмиполюсный индуктор.

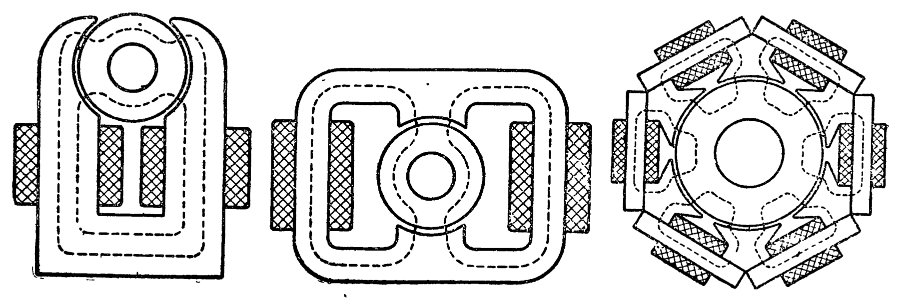
с цилиндрическим ярмом является наиболее распространенным. Четырехполюсная машина обыкновенно легче, чем двухполюсная, так как при одном и том же суммарном потоке (p. Ф) поперечное сечение ярма четырехполюсной конструкции вдвое меньше, чем при двухполюсной. Кроме того наружная поверхность охлаждения катушек возбуждения здесь больше, чем у машин двухполюсного типа. Наконец, некоторые преимущества и выгоды имеют место также при конструировании и изготовлении четырехполюсных машин.

При больших мощностях, в особенности для малых и средних чисел оборотов, машины конструируются с числом полюсов, большим четырех (до 40 полюсов). Форму ярма берут тогда исключительно цилиндрической, как это, например, показано на фиг. 65 для восьмиполюсной машины.

В прежнее время были употребительными и другие формы индукторов. Мы опишем здесь лишь те конструкции, которые в настоящее время встречаются еще в некоторых старых установках. На фиг. 66 показана, например, машина с U-образным индуктором фирмы Siemens u. Halske. Так называемый манчестерский тип индуктора, получивший в свое время широкое распространение в Англии, можно видеть на фиг. 67. Оба типа имеют тот недоста-

ток, что обмотки возбуждения здесь частично выдаются наружу, а поэтому легко могут быть повреждены и, кроме того, магнитное рассеяние таких машин относительно велико. Отметим еще, что машина с индуктором, показанным на фиг. 66, выходит очень тяжелой, а индуктор на фиг. 67 должен изготовляться составным для возможности надевания катушек обмотки возбуждения на сердечники. Если выполнить машину по фиг. 67 многополюсной, то получится конструкция, показанная на фиг. 68 (в виде примера здесь дана 6-полюсная машина), которая еще и в настоящее время строится фирмой „Thury“ в Женеве.

Машины современной постройки (фиг. 63 до 65) можно назвать броневыми типами, так как катушки возбуждения охватываются здесь ярмом и им как бы бронируются от внешних повреждений. Устаревшие конструкции (фиг. 66 до 68) в соответствии с обозначениями, принятыми для трансформаторов, следовало бы тогда отнести к стержневым типам.



Фиг. 66. Старинный индуктор Сименс и Гальске.

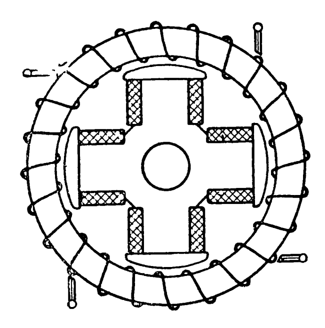
Фиг. 67. Манчестерский тип.

Фиг. 68. Шестиполюсный индуктор Тюри (Thury).

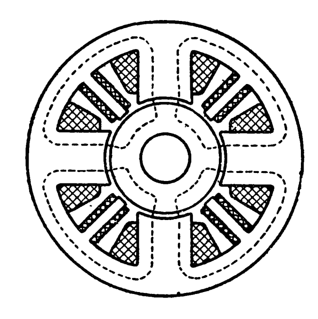
Фирма Siemens u. Halske строила также в свое время машины постоянного тока с внутренними полюсами при неподвижном индукторе. Такая четырехполюсная машина показана на фиг. 69. Вращающийся якорь снабжался кольцевой обмоткой; соединительные проводники обмотки, расположенные на наружной поверхности кольца, служили в этом случае пластинами коллектора. Такие машины по конструктивным соображениям строились только для малых чисел оборотов. В настоящее время этот тип оставлен вследствие высокой стоимости изготовления.

Индуктор машин постоянного тока не подвергается перемагничиванию; поэтому он может изготовляться из массивного железа (из литой стали, литого железа или литого чугуна). При зубчатых якорях с целью уничтожения токов Фуко в прилегающем к якорю поверхностном слое полюсного наконечника последний часто изготовляется из листового железа (отдел II, H, 4). Из производственных соображений в этом случае весь полюс полностью собирается из листового железа, и лишь ярмо остается массивным. У современных машин на ярме индуктора, как правило, кроме главных полюсов укрепляются снабженные обмоткой вспомогательные (дополнительные) полюса; они располагаются в промежутках между

главными полюсами и имеют своей целью так влиять при нагрузке машины на магнитное поле в геометрической нейтральной зоне, чтобы уничтожалось искрение под щетками. Четырехполюсная машина с дополнительными полюсами показана на фиг. 70. Пунктирными линиями и в этом случае указан путь потока индукции главных полюсов.



Фиг. 69. Машина с внутренним индуктором Сименс и Гальске.



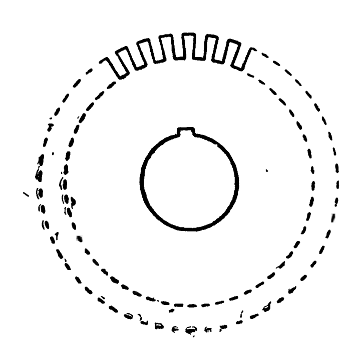
Фиг. 70. Четырехполюсный индуктор с вспомогательными полюсами.

У быстроходных машин, кроме дополнительных полюсов, устраивают иногда так называемую компенсационную обмотку, которая закладывается во впадины, проштампованные в полюсных наконечниках главных полюсов, и задачей которой является компенсация полного тока обмотки якоря.

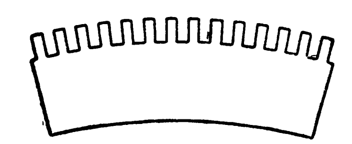
У современных машин постоянного тока **якорь** образует внутреннюю вращающуюся часть, причем обмотка якоря почти исключительно выполняется как барабанная обмотка; лобовые соединения отдельных проводников, заложенных во впадины, лежат вне якоря (фиг. 20 и 90). Кольцевая обмотка с соединительными проводниками, расположенными внутри железного кольца (фиг. 37), в силу трудности изготовления в настоящее время не применяется.

До сих пор мы все время предполагали, что якорь имеет совершенно гладкую поверхность. В прежнее время большинство якорей машин постоянного тока выполнялось именно таким образом, хотя уже Пачинотти в 1864 г. за два года до открытия Вернером Сименсом (Werner Siemens) динамо-электрического принципа предложил конструкцию якоря, в которой обмотка размещалась во впадинах. К началу этого столетия гладкий якорь был оставлен совершенно и притом главным образом из конструктивных соображений. Вообще говоря, якорь имеет две задачи: быть носителем обмотки и служить для уменьшения сопротивлений магнитной цепи. Эти задачи зубчатый якорь выполняет значительно лучше, чем гладкий, во-первых, благодаря расположению обмотки во впадинах, во-вторых, вследствие возможности получить минимальный воздушной зазор между якорем и полюсным наконечником. Благодаря последнему обстоятельству для создания вдоль окружности якоря одного и того же потока индукции потребуется значительно меньший полный ток обмотки возбуждения.

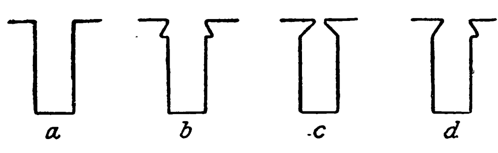
Для уменьшения вредного действия паразитных токов, индуктирующихся в железном теле якоря, последний выполняется не массивным, а составляется из отдельных дисков листового железа, изолированных друг от друга электрически либо шелковой бумагой



Фиг. 71a. Железный диск якоря с открытыми впадинами.

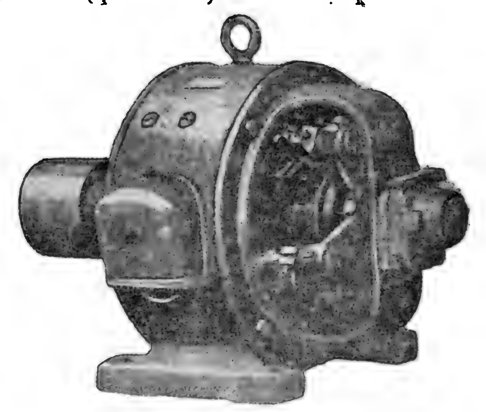


Фиг. 71b. Сегмент железного диска якоря с открытыми впадинами.



Фиг. 72. Формы впадин.

либо тонким слоем лака [P10]. Железный диск с проштампованными в нем впадинами изображен на фиг. 71a. Для больших машин (с диаметром якоря больше 100 cm) якорь собирается из отдельных сегментов листового железа (фиг. 71b). У электрических машин постоянного тока в большинстве случаев применяют совершенно открытые впадины (*a* и *b* на фиг. 72), но часто встречаются и полуоткрытые (*c* и *d* на фиг. 72). При форме впадин *a* (показанных также и на фиг. 71a и 71b) обмотка якоря должна быть предохранена от действия центробежных сил бандажами.

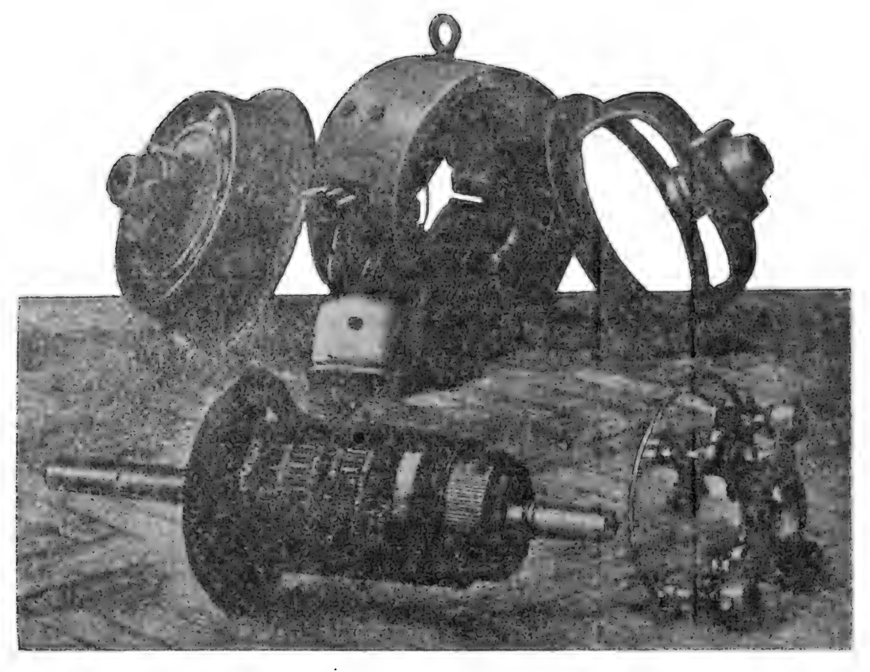


Фиг. 73a. Машина постоянного тока на 11 kW Сименс Шуккерт.

При формах впадин *b*, *c* и *d* для этой же цели в верхнюю часть впадины вгоняют клинья с поперечным сечением в виде ласточкина хвоста, что позволяет обойтись в этом случае без бандажей.

На фиг. 73a показана фотография современной машины постоянного тока завода Siemens-Schuckert на 11 kW, 110 V, при 1000 об/мин. Фиг. 73b изображает отдельные части машины. Индуктор (вверху, в середине) имеет здесь четыре главных и четыре дополнительных полюса. Сбоку на корпусе находится дощечка для зажимов (щиток) со снятой предохранительной крышкой. С боков корпуса прислонены оба подшипниковых щита. Внизу слева лежит якорь с коллектором. Для отвода теплоты, развиваемой двигателем, он снабжен на левой стороне вентилятором, который засасывает воздух со стороны коллектора и выбрасывает его через отвер-

стия подшипникового щита, примыкающего к шкиву (вверху налево). Для охлаждения якорь подразделен на два пакета; между ними находится вентиляционный канал, присасывающий воздух через аксиальные каналы внутри якоря и направляющий его пое действием центробежных сил во внутреннюю полость корпуса, гдд он смешивается с воздухом, засасываемым вентилятором, и отводится наружу. Справа внизу показана траверза со щеткодержателями и соединительными проводниками. На фиг. 73с изображен



Фиг. 73b. Машина постоянного тока фиг. 73а в разобранном виде.

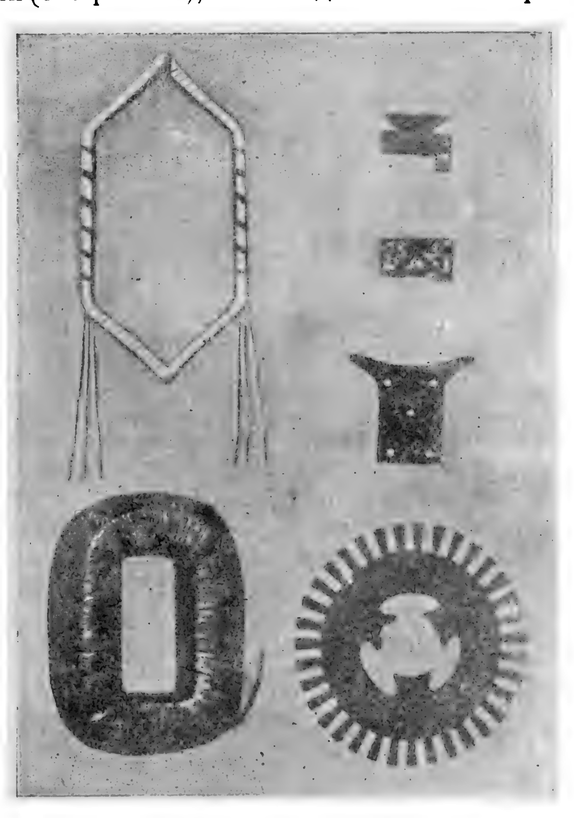
диск якоря, полюсный лист, обмотка возбуждения, коллекторная пластина с необработанной еще слюдяной изоляцией и катушка обмотки якоря.

2. Синхронные машины.

Обычно синхронные машины строятся в настоящее время не с внешними полюсами, как мы до сих пор предполагали ради простоты и наглядности наших выводов, а с внутренними полюсами. Выбор такой формы оправдывается целым рядом конструктивных соображений. Если якорь составляет внешнюю неподвижную часть машины, то тем самым устраняется необходимость отводить ток через контактные кольца и, кроме того, обмотку якоря, рассчитываемую большею частью на высокое напряжение, можно разместить на неподвижной части более надежно как в механическом, так и в электрическом отношениях. Само собою разумеется, что к вращающемуся индуктору постоянный ток возбужения должен тогда подводиться через контактные кольца, однако этот ток от-

носительно мал и кроме того для этого требуются только два контактных кольца.

Синхронные машины с внешними полюсами конструируются только в некоторых специальных случаях, например когда они являются преобразователями (см. фиг. 59), т. е. когда обмотка якоря является общей как для переменного, так и для постоянного токов, и якорь, при неподвижных в пространстве щетках, должен вращаться.



Фиг. 73с. Части машины постоянного тока фиг. 73a и 73b (ср. также фиг. 436).

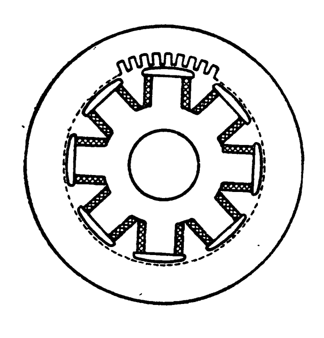
В то время как у машин постоянного тока в выборе числа полюсов имеется полная свобода, и вопрос решают главным образом конструктивные соображения, — при синхронных машинах, если частота переменного тока и число оборотов заданы, число полюсов нельзя выбирать произвольно. Эти три величины находятся между собой в тесной связи. Уже выше мы видели (отдел I, CI), что при двухполюсной машине каждому обороту соответствует полный период изменения переменного тока. Если, например, нужно получить переменный ток с частотой 50 пер/сек (эта частота в настоящее время стандартизована во всех европейских и в большинстве внеевропейских стран), то двухполюсная машина должна совершать 50 оборотов в секунду, или 3000 в минуту. При четырехполюсной машине число оборотов в минуту должно составлять 1500 об/мин, так как уже после полуоборота некоторая точка окружности якоря пробегает двойное полюсное деление. Вообще говоря, между частотой f пер/сек, числом пар полюсов p и числом оборотов в минуту n можно написать соотношение:

$$n = 60\frac{f}{p}\text{ об/мин.} \tag{97}$$

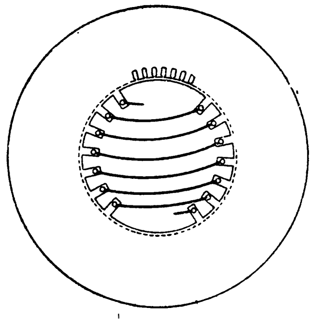
Отсюда следует, что число полюсов при заданной частоте будет определяться числом оборотов машины. Вследствие этого наивысшее возможное число оборотов при 50 пер/сек равно 3000 об/мин. Поперечное сечение восьмиполюсной машины (соответст-

венно числу оборотов 750 об/мин при переменном токе 50 пер/сек) показано на фиг. 74.

Якорь, подвергаемый здесь, как и у машин постоянного тока, непрерывному перемагничиванию, должен изготовляться из отдельных железных листов (цельных у малых машин и составленных из сегментов — у больших). Для возможного изготовления обмотки заранее, перед укладкой во впадины, совершенно открытые впадины следует предпочесть полуоткрытым (см. фиг. 72).

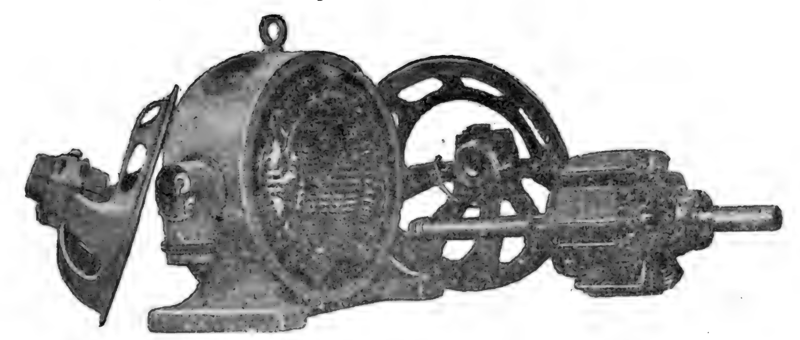


Фиг. 74. Восьмиполюсная синхронная машина с явно выраженными полюсами.



Фиг. 75. Двухполюсная синхронная машина с цилиндрическим индуктором.

Генераторы с приводом от паровых турбин, так называемые турбогенераторы, строятся как двухполюсные, четырехполюсные или шестиполюсные машины соответственно числам оборотов турбин 3000, 1500 или 1000 об/мин при частоте переменного тока 50 пер/сек. Учитывая огромные механические напряжения, возникающие при таких скоростях от центробежных сил, выполняют индукторы турбогенераторов в виде якорей машин постоянного тока, т. е. устраивают не явно выраженные полюса, а цилиндрический индуктор (фиг. 75). В этом

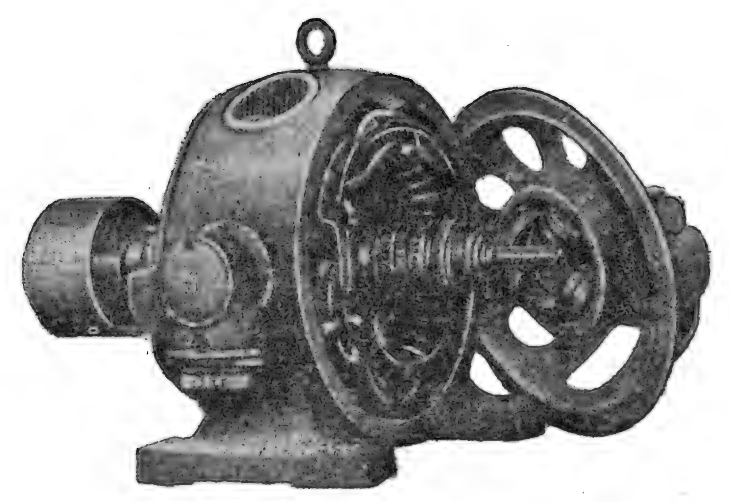


Фиг. 76. Восьмиполюсная синхронная машина Сименс Шуккерта на 110 KVA.

случае обмотку возбуждения размещают во впадинах и защищают ее от действия центробежных сил, возникающих при вращении индуктора, металлическими клиньями.

На фиг. 76 показаны важнейшие части современной трехфазной синхронной машины завода Siemens-Schuckert на 110 kVA, 50 пер/сек и 750 об/мин (напряжение на зажимах 220 V). Подшипниковые щиты сняты, индуктор вынут из корпуса. Внутри корпуса видны пакеты якоря с тремя вентиляционными каналами и обмот-

ка, заложенная в открытые впадины. На левой стороне корпуса видны зажимы в специальной коробке с удаленной крышкой. С правой стороны находится восьмиполюсный индуктор, на валу которого помещены два контактных кольца для подвода постоянного тока. Щетки укреплены на подшипниковом щите (в середине рисунка). В данном случае из конструктивных соображений индуктор также собран из листового железа.



Фиг. 77. Восьмиполюсная синхронная машина заводов Сименс Шуккерта на 25 KVA со встроенным возбудителем.

Если в распоряжении не имеется сети постоянного тока, необходимого для возбуждения индуктора, то с синхронной машиной соединяется особый генератор постоянного тока, который иногда составляет одно конструктивное целое с подшипниковым щитом синхронной машины, как это показано на фиг. 77, представляющей фотографию трехфазной синхронной машины на 25 kVA, 50 пер/сек, при 750 об/мин, 220 V.

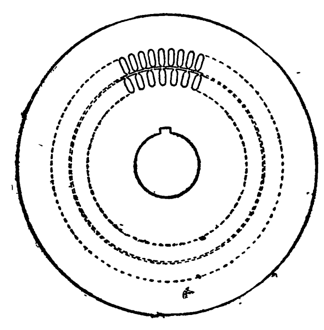
3. Асинхронные двигатели.

У индукционных двигателей термин „якорь" можно распространить на обе части машины. Поэтому для различия обоих якорей друг от друга принято говорить о первичной и вторичной частях машины. Первичная часть является частью, питаемой извне, следовательно индуктирующей частью. На вторичной (индуктируемой) укладывается коротко-замкнутая обмотка, в которой индуктируется ток, взаимодействующий с вращающимся полем и создающий вращающий момент.

Первичная часть, называемая статором, обычно составляет внешнюю неподвижную часть двигателя для того, чтобы избежать необходимости подводки тока извне через контактные кольца и так как первичная обмотка для своего размещения требует больше пространства, чем вторичная. Конструкция первичной обмотки здесь такова же, как и у синхронных машин; при асинхронных

двигателях обычно лишь выполняют впадины полузакрытыми из тех соображений, чтобы обойтись возможно малым полным током для возбуждения вращающегося поля и тем самым получить малый реактивный ток, т. е. высокий коэфициент мощности. С этой же целью величина воздушного зазора между первичной и вторичной частями при асинхронных машинах делается значительно меньше, чем при синхронных и машинах постоянного тока.

Вторичная часть — ротор — снабжается очень часто, в особенности у малых двигателей, так называемой обмоткой в виде беличьего колеса. Эта обмотка состоит из проводников, заложенных во впадины, концы которых, выступающие из железа, соединяются между собой двумя кольцами (по одному на каждой стороне ротора). Индукционные двигатели с коротко-замкнутой обмоткой в виде беличьего колеса при пуске берут из сети сравнительно большой ток, так как относительная скорость между обмоткой и вращающимся полем при неподвижном состоянии очень велика.



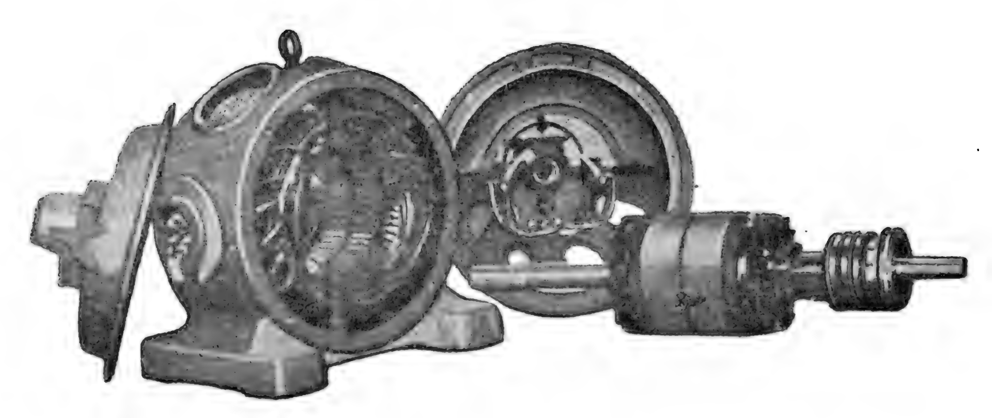
Фиг. 78. Железные диски асинхронного двигателя.

Развиваемый при этом вращающий момент все же очень невелик, так как значительный ток короткого замыкания воздействует на вращающееся поле, возбуждаемое первичной обмоткой, и в сильной степени ослабляет поле, проникающее в ротор [P11]. Для получения возможно большего вращающего момента при незначительном пусковом токе применяют ротор с контактными кольцами. Ротор с контактными кольцами при однофазных и многофазных машинах снабжается многофазной и притом почти всегда сопряженной трехфазной обмоткой, зажимы которой присоединяются к контактным кольцам. При пуске двигателя обмотка вторичной части не замыкается накоротко, а через контактные кольца и щетки присоединяется к активным сопротивлениям. Благодаря этому ток, забираемый из сети, уменьшается, и кроме того двигатель при некотором определенном значении активного сопротивления в цепи ротора развивает при пуске наибольший возможный вращающий момент. При нормальной скорости вращения, т. е. при скорости на несколько процентов ниже синхронной, обмотка вторичной части замыкается накоротко и приобретает те же свойства, какими обладает обмотка в виде беличьего колеса.

Чтобы воспрепятствовать образованию токов Фуко в железе, первичная и вторичная части набираются из листового железа. Хотя токи Фуко во вторичной части создают полезный вращающий момент, но это происходит при сравнительно большом токе и плохом коэфициенте мощности; поэтому и во вторичной части предпочитают создавать для тока определенный путь через обмотку и уничтожать токи Фуко в железе.

На фиг. 78 изображены листы статора и ротора с проштампованными впадинами для индукционного двигателя. На фиг. 79 показаны части индукционного двигателя с контактными кольцами

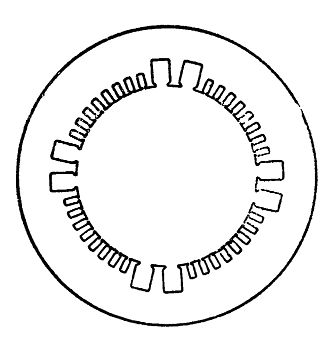
фирмы Siemens-Schuckert на 25 kW при 965 об/мин. В совершенно закрытых впадинах ротора заложена стержневая обмотка, к лобовым соединениям которой припаяны медные крылья для вентиляции обмотки. Диск, показанный справа от трех контактных колец,



Фиг. 79. Асинхронный двигатель с контактными кольцами заводов Сименс Шуккерта (в разобранном виде).

по которым скользят щетки, укрепленные на подшипниковом щите, служит для короткого замыкания контактных колец и подъема щеток после пуска. Щетки поднимаются для того, чтобы при работе двигателя не было излишнего их истирания, а также для уменьшения общих потеря на трение.

У двигателей с коротко-замкнутым ротором отсутствуют и щетки и контактные кольца; проводники обмотки соединяются тогда друг с другом металлическими кольцами, расположенными по обеим сторонам ротора.



Фиг. 80. Железный диск четырехполюсного однофазного двигателя последовательного возбуждения.

Коллекторные двигатели имеют якорь, конструктивное выполнение которого таково же, как и у машины постоянного тока. У однофазных машин, кроме того, и индуктор часто имеет такую же форму, как у машин постоянного тока, но изготовляется всегда из отдельных листов железа для уменьшения вихревых токов, так как здесь электромагниты создают уже не постоянное, а переменное поле [P12].

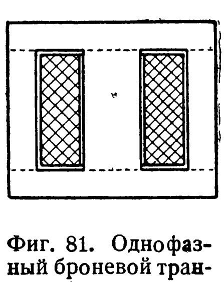
Чтобы понизить реактивное падение напряжения, индукторы в большинстве случаев снабжаются компенсационной обмоткой. Для уменьшения намагничивающего тока, вызывающего понижение коэфициента мощности, воздушный зазор между индуктором и якорем устраивается здесь значительно меньшим, чем у машин постоянного тока. При этом и сама обмотка возбуждения занимает здесь значительно меньше места.

Поперечное сечение четырехполюсного индуктора (из листового железа) для двигателя с последовательным возбуждением показано на фиг. 80. Малые впадины на главных полюсах служат для размещения компенсационной обмотки, а в большие впадины между главными и дополнительными полюсами закладываются обмотки дополнительных полюсов.

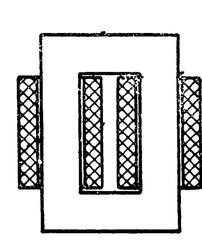
Многофазные двигатели последовательного возбуждения внешне отличаются от индукционных двигателей только тем, что обмотка с контактными кольцами заменяется обмоткой постоянного тока с коллектором, соединяемой щетками последовательно с фазными обмотками статора.

4. Трансформаторы.

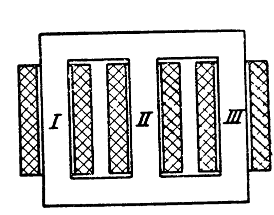
Различают трансформаторы двух типов: броневые и стержневые.



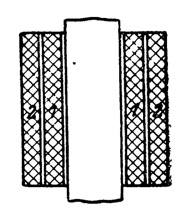
Фиг. 81. Однофазный броневой трансформатор.



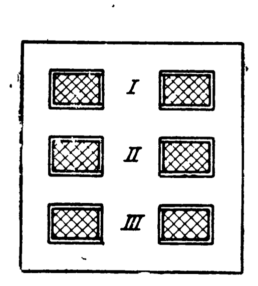
Фиг. 83. Однофазный стержневой трансформатор.



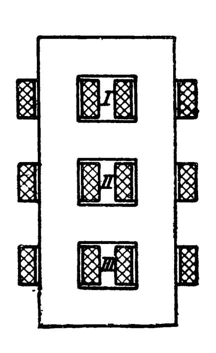
Фиг. 85. Трехфазный трансформатор с тремя соединенными звездой соседними железными сердечниками.



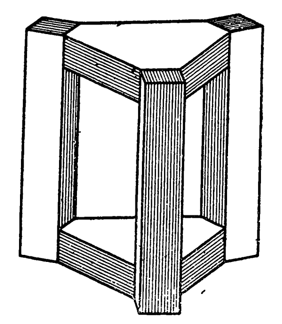
Фиг. 87. Цилиндрическая обмотка.



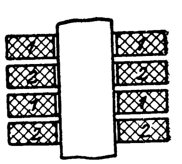
Фиг. 82. Трехфазный броневой трансформатор, полученный путем соединения трех трансформаторов фиг. 81.



Фиг. 84. Трехфазный стержневой трансформатор, полученный путем соединения трех трансформаторов фиг. 83.



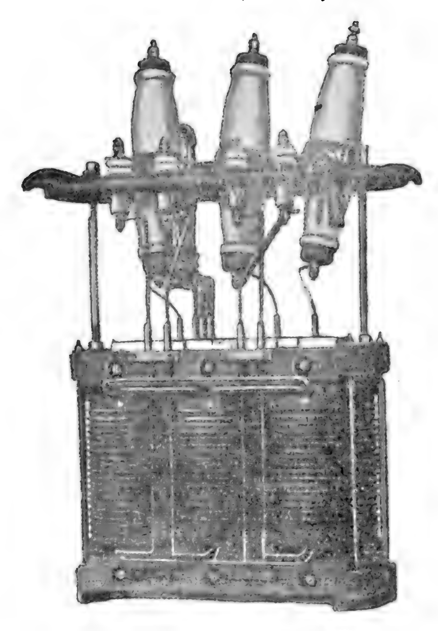
Фиг. 86. Магнитный корпус трехфазного трансформатора с соединенными звездой сердечниками, симметрично расположенными относительно центральной оси.

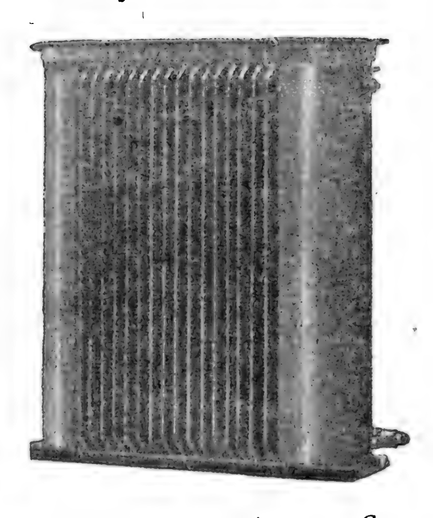


Фиг. 88. Дисковая обмотка.

У броневых трансформаторов магнитная цепь окружает обмотки, в то время как у стержневых трансформаторов обмотки охватывают магнитную цепь.

Магнитопровод трансформаторов собирается из листового железа. На фиг. 81 показан однофазный броневой трансформатор, разрезанный параллельно плоскости листового железа. Заштрихованные площади изображают поперечное сечение обмоток, причем первичная и вторичная обмотки показаны слитыми вместе. Для возможности изготовления обмоток отдельно, вне трансформатора, составляющие магнитопровод (сердечник) листы должны быть разрезаны по крайней мере на две части. Часто сердечники и ярма изготовляют отдельно, так что при сборке между ними образуются стыки, как это показано на фиг. 81 пунктирными линиями. Для уменьшения магнитного сопротивления в стыках у малых и средних транс-





Фиг. 89а. Вынутый из масляного бака трехфазный трансформатор Саксонского завода (Sachsenwerk) 30 KVA, с высшим напряжением 15000 V.

форматоров сердечники набираются так, что листы своими концами перекрывают друг друга. После сборки обмотки и сердечники стягиваются заклепками или болтами (фиг. 89).

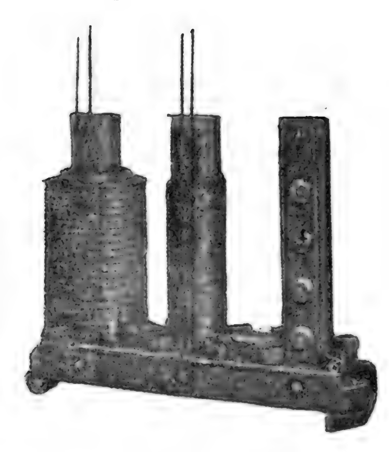
Трехфазный броневой трансформатор можно получить из трех однофазных, соединяя их магнитные цепи как показано на фиг. 82. Обмотки из трех фаз помечены здесь индексами I, II, III.

В последние годы броневые трансформаторы все больше и больше вытесняются стержневыми. На фиг. 83 изображен однофазный стержневой трансформатор, причем каждая из обмоток (первичная и вторичная) с целью получения возможно меньшего рассеяния размещаются на обоих сердечниках. Трехфазный стержневой трансформатор совершенно так же, как трехфазный броневой трансформатор (фиг. 82), может быть получен из трех однофазных (фиг. 84).

Почти исключительно применяемая в настоящее время конструкция трехфазных трансформаторов получается, как мы видели в отделе I, C, 9, путем соединения трех железных сердечников с по-

мощью общего ярма. В большинстве случаев оси трех сердечников располагаются в одной плоскости (фиг. 85); но очень часто они размещаются также и симметрично относительно общей оси, как это видно в перспективе на фиг. 86, где для наглядности обмотка не показана.

Различают цилиндрические и дисковые обмотки. В первом случае первичная и вторичная обмотки образуют концентрические цилиндры (фиг. 87). При дисковой обмотке первичные и вторичные катушки в направлении оси сердечника трансформатора чередуются попеременно друг с другом (фиг. 88). Чем больше перемешаны между собой части первичных и вторичных обмоток, тем меньше поток рассеяния и реактивная потеря напряжения.


Фиг. 89b. Сборка трансформатора фиг. 89а.

На фиг. 89а показан вынутый из масляного бака трехфазный трансформатор Sachsenwerke на 30 kVA, 50 пер/сек, 15000 V на стороне высокого напряжения и 400 V на стороне низкого напряжения. Вверху на крышке в первом ряде видны зажимы низкого напряжения, во втором ряду — зажимы высокого напряжения. Между сердечником трансформатора и крышкой находится небольшой переключатель с подведенными к нему ответвлениями от обмотки высокого напряжения; этот переключатель дает возможность изменять по мере надобности напряжение трансформатора на ±4% [Л. 27]. На фиг. 89b показана сборка трансформатора с цилиндрической обмоткой. Левый сердечник уже полностью обмотан, на среднем сердечнике насажена внутренняя обмотка низкого напряжения, в то время как правый сердечник еще свободен. Обмотка высокого напряжения из технических соображений составляется из отдельных катушек. После того как все сердечники обмотаны, собирается из листового железа ярмо.

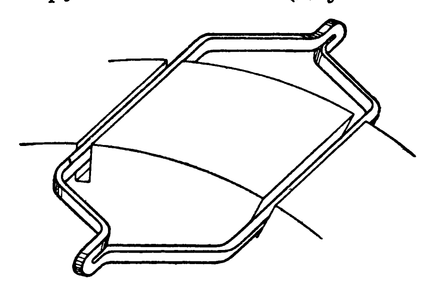
В. Якорные обмотки.

Якорные обмотки рассматриваются здесь лишь в объеме, необходимом для понимания следующих отделов. Их расчет в отдельных случаях и их техническое выполнение подробно рассмотрены в книге автора „Якорные обмотки электрических машин“ [Л. 28].

1. Обмотки якорей постоянного тока.

В настоящее время практическое значение имеют лишь замкнутые обмотки (см. фиг. 37) и из них только барабанные обмотки, у которых соединения активных проводников, лежащих на наружной поверхности якоря, не вводятся внутрь его. Рассмотрением замкнутых барабанных обмоток мы поэтому здесь и ограничимся.

а) **Общие понятия.** Обмотки якорей составляются из отдельных катушек или секций с одинаковым числом витков и в большинстве случаев одинаковой формы, соединенных друг с другом по особым схемам. Из конструктивных соображений секционные стороны каждой впадины располагаются друг над другом в два слоя (двухслойная обмотка), так, чтобы одна сторона каждой катушки находилась в нижней части, а другая сторона той же катушки — в верхней части другой впадины (фиг. 90). Секционные стороны, расположенные во впадине друг над другом, всегда принадлежат к различным секциям.



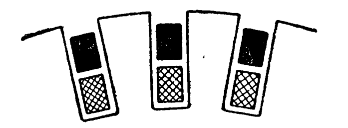
Фиг. 90. Катушка якоря двухслойной обмотки.

Каждый из соединительных проводников между двумя катушками подводится к одной коллекторной пластине, и таким образом число катушек равно числу коллекторных пластин k. Если число впадин N равно числу коллекторных пластин (или катушек), то по ширине впадины лежит только одна секционная сторона (фиг. 91а).

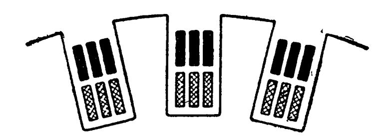
Если отношение

$$u = \frac{k}{N} = \text{цел. число} \qquad (98)$$

больше 1, то в каждой впадине друг возле друга (по ее ширине) лежит u секционных сторон, как это показано на фиг. 91b для $u = 3$.



Фиг. 91а. Двухслойная обмотка при $u = 1$.



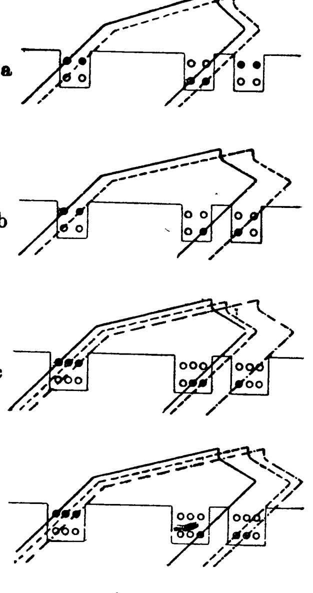
Фиг. 91b. Двухслойная обмотка при $u = 3$.

На фиг. 91а и 91b черные прямоугольники соответствуют левым сторонам, а заштрихованные крестообразно — правым сторонам катушек.

Все секционные стороны, размещенные в одной и той же впадине, находятся приблизительно в таких же условиях, как если бы они находились на окружности якоря в точке, соответствующей середине отверстия данной впадины, так как плоскость, проходящая через середину впадины, и ось якоря почти целиком разграничивают потоки индукции, сцепленные с отдельными катушками (фиг. 92а и 92b).

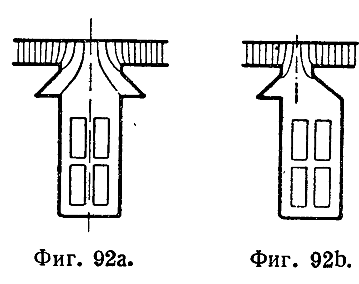
Среднее значение для ЭДС, индуктированной в катушке, как было установлено в отделе CI, пропорционально максимальному значению потока якоря, сцепленного с катушкой. Так как нормальная составляющая индукции после прохождения каждого полюсного деления меняет свой знак, то наибольшее значение средней ЭДС получится тогда, когда ширина катушки W, т. е. длина дуги

окружности якоря между серединами впадин, занимаемых катушкой, будет равна полюсному делению (см. фиг. 90). В этом случае использование катушки с точки зрения величины индуктированной в ней ЭДС будет наиболее полным. Обмотки с шириной катушек, равной полюсному делению $W = \tau$, называют **диаметральными обмотками**, так как в двухполюсной машине линия, соединяющая стороны катушек, расположенных на расстоянии полюсного деления, образует диаметр. Если ширина катушки сравнительно с полюсным делением укорачивается ($W < \tau$) или удлиняется ($W > \tau$), то линия, соединяющая стороны катушки у двухполюсной машины, представляет собой хорду, и поэтому такие обмотки называют **хордовыми**. Небольшое отклонение ширины катушки от величины полюсного деления обыкновенно весьма мало уменьшает использование обмотки, но во многих отношениях представляет значительные выгоды, в частности уменьшает ЭДС коммутации. На этом основании хордовые обмотки с шириной катушек, не на много отличающейся от величины полюсного деления, предпочтительнее обмоток диаметральных.



Фиг. 93a, b, c, d. Положение секционных сторон во впадине:

a — обыкновенная обмотка при $u = 2$; *b*, *c* и *d* — ступенчатые обмотки при $u = 2$ и $u = 3$.



Фиг. 92a. Фиг. 92b.

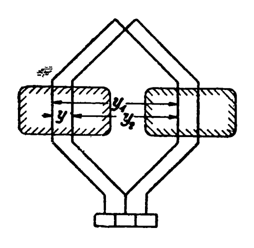
Распределение поля главного потока в отверстии впадины.

В случае обмоток с несколькими рядом лежащими во впадине секционными сторонами $u > 1$ возможны два принципиально различных выполнения; секционные стороны, принадлежащие одной катушке, могут занимать во впадинах одинаковое положение как в верхнем, так и в нижнем слое (фиг. 93a при $u = 2$). Можно, однако, выполнить обмотку и так, как показано на фиг. 93b, 93c, и 93d (для $u = 2$ и 3), когда положения секционных сторон одной и той же катушки различны. В первом случае (фиг. 93a) все катушки имеют одинаковую ширину. Такая конструкция обмотки предпочтительнее, в особенности при открытых впадинах, так как тогда u рядом лежащих катушек перед закладыванием во впадину можно изолировать вместе. Во втором случае ширина катушек не одинакова, имеются короткие и длинные катушки. Одна часть катушек имеет ширину, на одно зубцовое деление t большую, чем другая. Такие обмотки называют **ступенчатыми** или **лестничными**.

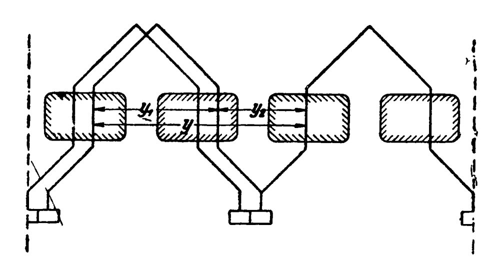
Эти обмотки дают иногда меньшую ширину зоны коммутации и обычно способствуют уменьшению искрения под щетками.

Ширина катушек обычно указывается в единицах, равных расстоянию между серединами двух соседних впадин, в так называемых зубцовых делениях: $W = \eta_1 t$. Чтобы из одной стороны секции попасть в другую сторону той же секции, необходимо пройти η_1 впадин. Величину η_1 называют шагом по впадинам (или по зубцам), он определяет ширину катушки. Вместо впадин можно также отсчитать и число пройденных секционных сторон, рядом расположенных по окружности якоря. Если обозначить это число через y_1, то при обыкновенной обмотке (фиг. 93a) шаг по рядом лежащим секционным сторонам, определяющий ширину секции: $y_1 = u\eta_1$. Величина y_1 для всех секций ступенчатой обмотки тоже будет одинакова, но отношение $\frac{y_1}{u}$ для этой обмотки явится числом дробным. Обмотка состоит в этом случае из длинных и коротких катушек, для которых шаги по впадинам η_1' и η_1'' равны соответственно ближайшему меньшему и ближайшему большему к $\frac{y_1}{u}$ целым числам.

Отметим, что число y_1, определяющее ширину обмотки, называется первым частичным шагом.



Фиг. 94a. Петлевая обмотка



Фиг. 94b. Волновая обмотка.

Отдельные катушки якорной обмотки могут соединяться между собой двумя принципиально различными способами. Стороны двух катушек, следующих друг за другом по схеме обмотки, могут находиться или под одной и той же парой полюсов (фиг. 94a) или под соседними парами полюсов (фиг. 94b). В первом случае обмотка образует на поверхности якоря петли и называется поэтому петлевой обмоткой; во втором случае обмотка образует на якоре подобие волн и называется волновой обмоткой. Число y_2 рядом лежащих на якоре секционных сторон, которое нужно пропустить, чтобы от конечной стороны одной катушки дойти до начальной стороны следующей за ней по схеме обмотки второй катушки, называется вторым частичным шагом.

Результирующим шагом обмотки называется число рядом лежащих секционных сторон, или, что то же самое, число следующих друг за другом коллекторных пластин, которое нужно пропустить, чтобы из одной катушки попасть в другую, непосредственно сле-

дующую за ней по схеме обмотки. Тогда из фиг. 94a и 94b легко найти, что для петлевой обмотки

$$\underline{y = y_1 - y_2,} \tag{99 a}$$

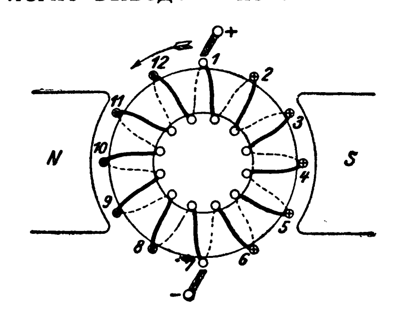
для волновой обмотки

$$\underline{y = y_1 + y_2,} \tag{99 b}$$

где y_1 и y_2 всегда рассматриваются как положительные числа.

Для вычерчивания схемы обмотки рекомендуется поверхности якоря с обмоткой развернуть в плоскость бумаги. Так как нас главным образом интересует расположение отдельных секций и соединений между ними, то обычно на схеме вычерчивают только один виток для каждой катушки, если даже каждая катушка состоит из нескольких витков. Такой способ принят, как легко видеть, на фиг. 94a и 94b (P14).

b. Петлевые обмотки. Свойства петлевых обмоток могут быть легко выведены из свойств кольцевой обмотки, с которой мы познакомились в отделе I C,2. Направления ЭДС движения, индуктированных в отдельных проводниках этой обмотки (фиг. 95), для показанного на чертеже направления вращения обозначены точками и крестиками. Если через щетки протекает ток, то эти значки указывают и распределение тока по окружности якоря. Для ясности коллектор на фиг. 95 не вычерчен, а предположено, что внешние проводники якоря сами служат коллекторными пластинами, как это выполнялось в старых машинах постоянного тока с внутренними полюсами фирмы „Siemens u. Halske" (фиг. 69). При наличии коллектора и при положении щеток, указанном на фиг. 95, получится такое же точно распределение тока, если стороны катушек, лежащих в нейтральной зоне, замкнуты накоротко.



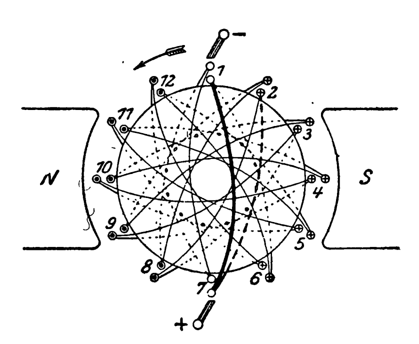
Фиг. 95. Кольцевая обмотка при двухполюсном индукторе.

В то время как при кольцевой обмотке одна сторона катушки всегда находится в свободной от поля внутренней части кольца, при барабанной обмотке обе стороны катушки лежат на внешней поверхности якоря. Поэтому при одном и том же числе катушек или коллекторных пластин барабанная обмотка имеет на внешней поверхности число секционных сторон вдвое большее сравнительно с кольцевой обмоткой, причем эти секционные стороны расположены в два лежащих один на другом слоя (фиг. 96). Из кольцевой обмотки фиг. 95 получается барабанная обмотка, показанная на фиг. 96 с катушками, ширина которых равна полюсному делению. Часть обмотки фиг. 96, отмеченная толстыми линиями, соответствует отрезку обмотки между проводниками *1* и *2* на фиг. 95. При барабанной обмотке такие отрезки следуют друг за другом точно таким же образом, как и при кольцевой обмотке. Присоединения к коллектору на фиг. 96 показаны кружками с обратной стороны якоря

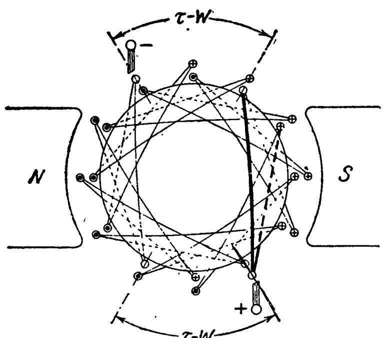
(пунктирные лобовые соединения). При наличии коллектора щетки долнжы были бы расположиться под серединами полюсов. Если щетки замыкают на короткое стороны катушек, лежащие в геометрической нейтральной зоне, то мы получим распределение тока, показанное точками и крестиками. Легко видеть из чертежа, что токораспределения в верхнем и нижнем слоях обмотки совершенно одинаковы.

При хордовой обмотке токораспределения в верхнем и нижнем слоях сдвигаются друг относительно друга на дугу $\tau - W$ (фиг. 97), и в каждом промежутке между полюсами получается зона, на протяжении которой токи в верхнем и нижнем слоях имеют противоположные направления.

Кольцевая обмотка имеет ту особенность, что один и тот же якорь может быть применен для машины с любым числом полюсов. При этом лишь необходимо наложить на коллектор и соответствующее число щеток. На фиг. 98 показана четырехполюсная машина с кольцевой обмоткой. На окружности якоря чередуются попеременно положительные и отрицательные шетки; все однополюсные щетки соединяются друг с другом, так что число параллельных ветвей якоря пропорционально числу полюсов. Число параллельных ветвей равно числу полюсов, если речь идет, как мы первоначально и предполагали, об одноходовой обмотке, т. е. об обмотке, у которой соединяются последовательно смежные катушки. В этой обмотке, следовательно, катушки вместе с соединительными проводниками можно уподобить одноходовому винту.



Фиг. 96. Барабанно-петлевая обмотка с катушками, ширина которых равна полюсному делению.



Фиг. 97. Барабанно-петлевая обмотка с хордовыми секциями.

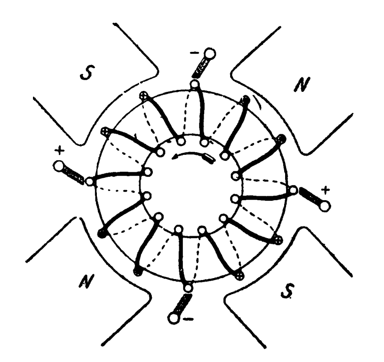
При одноходовой петлевой обмотке, вращающейся в $2p$ полюсном индукторе, также нужно установить на коллекторе $2p$ щеток, и тогда мы получим такое число параллельных ветвей, как и при одноходовой кольцевой обмотке. Обозначая число параллельных ветвей через $2a$, получим для одноходовых петлевых обмоток

$$2a = 2p. \tag{100}$$

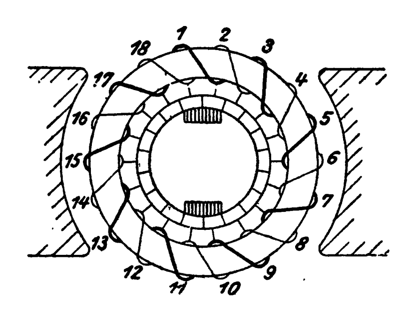
В противоположность кольцевой обмотке одна и та же петлевая обмотка не может применяться для любого числа полюсов,

так как, согласно сказанному выше, ширина секции должна здесь быть приблизительно равной полюсному делению.

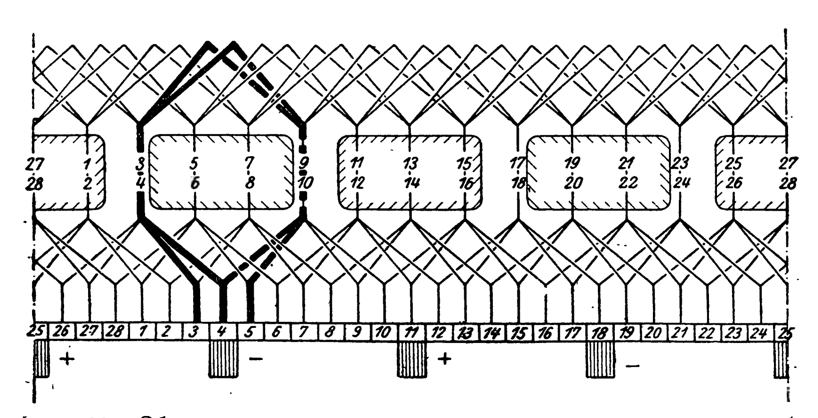
Соединяя при кольцевой обмотке катушки, идущие не непосредственно друг за другом, а пропуская каждый раз по одной катушке (фиг. 99), мы легко найдем сходство между полученной в результате обмоткой и двухходовым винтом. Поэтому такую обмотку можно



Фиг. 98. Кольцевая обмотка с четырехполюсным индуктором.



Фиг. 99. Двухходовая кольцевая обмотка.



Фиг. 100а. Обыкновенная четырехполюсная одноходовая петлевая обмотка при $u = 2$, $y_1 = 6$, $y_2 = 5$, $y = 1$, $\eta_1 = 3$.

назвать **двухходовой** кольцевою обмоткой; m-ходовая кольцевая обмотка получится если при последовательном соединении каждый раз пропускать $m - 1$ катушек, следовательно, если взять результирующий шаг обмотки $y = m$.

То же самое остается справедливым и для петлевой обмотки. Если число секций или коллекторных пластин $к$ делится на число ходов m (как например на фиг. 99), то получается m отдельных обмоток. Когда же m и $к$ имеют только общий наибольший делитель t, то мы получаем t самостоятельных обмоток. При m-ходовой петлевой обмотке, как и при m-ходовой кольцевой обмотке, мы получаем

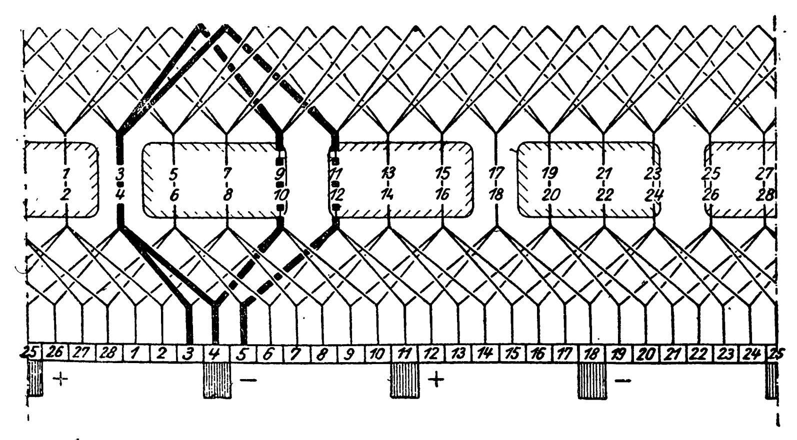
$$\underline{2a = 2mp} \tag{101}$$

параллельных ветвей. Результирующий шаг обмотки равен:

$$y = m. \tag{102}$$

Число ходов m, большее 2, у петлевых обмоток практически не встречается. Обычно петлевые обмотки выполняются одноходовыми (Р 15). При проектировании петлевой обмотки ширину секции в зависимости от того, желают ли получить диаметральную или хордовую обмотку, выбирают равной или несколько отличной от полюсного деления (рекомендуется брать ширину секций несколько меньшую, чем полюсное деление) и соединяют друг с другом секции, отстоящие друг от друга на расстояние результирующего шага обмотки $y = m$ коллекторных пластин. На фиг. 100 а и 100 b показаны схемы одноходовых петлевых обмоток ($m = 1$) при $u = 2$, причем на фиг. 100 а мы видим обыкновенную (хордовую) обмотку, а на фиг. 100b — ступенчатую. На обеих схемах u — рядом лежащих секции показаны толстыми линиями.

Фиг. 101 представляет собой схему двухходовой диаметральной обмотки ($m = 2$) при $u = 3$. Одна из секций якоря показана толстой линией.

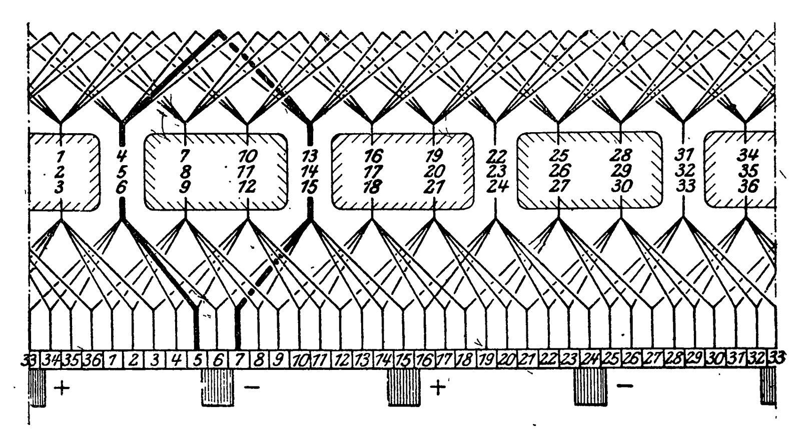


Фиг. 100b. Четырехполюсная одноходовая ступенчатая петлевая обмотка при $u = 2$, $y_1 = 7$, $y_2 = 6$, $y = 1$, $\eta_1 = 3,4,3,4$ и т. д.

Во всех трех схемах секционные стороны, находящиеся в одной и той же впадине, вычерчены в одном и том же положении на окружности якоря, соответствующем середине отверстия впадины, так как именно это положение определяет свойства обмотки. Коллекторные пластины пронумерованы в последовательном порядке, так же, как и рядом лежащие секционные стороны, причем нумерация в каждой впадине идет сверху вниз, в том же порядке, в каком секционные стороны расположены по ширине впадины слева направо.

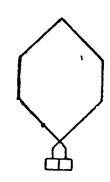
Площади, заштрихованные с наклоном вправо, изображают северные полюса, а заштрихованные с наклоном влево — южные. Показанные на чертежах полярности щеток соответствуют движению щеток справа налево.

Петлевые обмотки, изображенные на фиг. 100 и 101, называются **неперекрещенными**, так как концы секции при подходе к коллекторным пластинам не перекрещиваются. Все неперекрещенные петлевые обмотки можно выполнить так же как **перекрещенные**.



Фиг. 101. Двухходовая петлевая обмотка при $u = 3$, $y_1 = 9$, $y_2 = 7$, $y = 2$, $\eta_1 = 3$.

Тогда концы каждой катушки при подходе к коллекторным пластинам перекрещиваются, как это показано на фиг. 102. При перекрещенных петлевых обмотках результирующий шаг $y = -m$. По своим свойствам перекрещенные и неперекрещенные обмотки совершенно равноценны, только полярность щеток у обеих является различной. Так как для изготовления неперекрещенных обмоток требуется несколько меньше меди, то петлевые обмотки всегда выполняются как неперекрещенные.

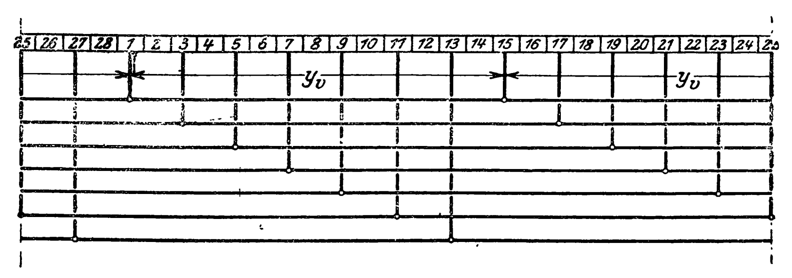


Фиг. 102. Перекрещенная секция.

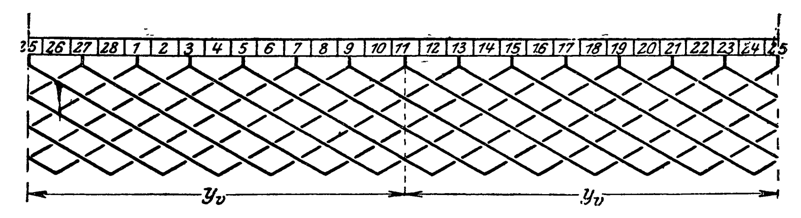
с) Уравнительные соединения при петлевых обмотках. Если при многополюсных машинах потоки отдельных полюсов благодаря неточностям в выполнении машины или эксцентричному положению якоря относительно индуктора неодинаковы, то и ЭДС, индуктируемые в отдельных ветвях обмотки, вообще говоря, будут различными. В этом случае через проводники, соединяющие щетки одинаковой полярности, потекут уравнительные токи, которые могут послужить причиной искрения щеток. Чтобы эти уравнительные токи уничтожить, нужно соединить внутренними **уравнительными** проводниками те точки обмотки, между которыми при одинаковых потоках полюсов напряжения равны нулю. Токи, протекающие через внутренние уравнительные соединения, достигают сравнительно небольшой величины, так как, оказывая на несимметричную систему реактивное действие, они более или менее сглаживают разницу между потоками отдельных полюсов.

Для того чтобы это выравнивающее влияние имело место, вовсе не необходимо устраивать такое же количество уравнительных соединений, сколько имеется групп равнопотенциальных точек. Уст-

ройство от 5 до 8 групп уравнительных соединений, возможно равномерно распределенных по окружности якоря, обычно уже в практически достаточной мере ослабляет внешние уравнительные токи (Л. 29).



Фиг. 103а. Уравнительные соединения в форме колец проводников для петлевых обмоток фиг. 100а и b.



Фиг. 103b. Уравнительные соединения в форме лобовых проводников для петлевых обмоток фиг. 100а и b.

Когда

$$\frac{N}{p}=\frac{k}{up}= \text{целому числу}, \tag{103 a}$$

то при $2p$-полюсной петлевой обмотке и равных потоках полюсов в обмотке получается p равнопотенциальных точек.

Эти точки связываются внутренними уравнительными соединениями, шаг которых

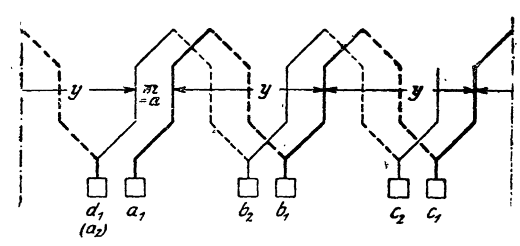
$$y_v=\frac{k}{p}. \tag{103 b}$$

Четырехполюсные обмотки, показанные на фиг. 100а и b удовлетворяют условию (103а); здесь $y_v = 14$, и мы получаем при 7 группах уравнительных соединений схемы, изображенные на фиг. 103а и b, причем на фиг. 103а уравнительные соединения выполнены в форме колец проводников, а на фиг. 103b — в форме лобовых соединений, подобных лобовым соединениям обмоток. Уравнительные соединения устраиваются либо между коллекторными пластинами, либо между какими-нибудь другими частями обмотки, сдвинутыми на шаг y_v.

d) **Волновые обмотки.** При волновой обмотке соединяются между собой всегда такие секции, которые находятся друг от друга примерно на расстоянии двойного полюсного деления. Поэтому, после того как мы соединим друг с другом p катушек, мы попадем в катушку, лежащую вблизи начальной.

Если начать, например, шестиполюсную ($2p=6$) обмотку, показанную на фиг. 104, с катушки a_1-b_1, то ее нужно соединить с катушкой b_1-c_1, а дальше перейти в катушку c_1-d_1, причем все они друг относительно друга сдвинуты на расстояние результирующего шага обмотки y, лишь немного отличающегося от величины полюсного деления. Часть a_1-d_1 представляет собой один обход волновой обмотки. Такие обходы, содержащие каждый p катушек, повторяются затем друг за другом, пока обмотка не будет закончена. Если пластины a_1 и d_1 лежат рядом, то обмотка получается одноходовая. Если же их середины удалены друг от друга на расстояние m коллекторных делений, то обмотка получается m-ходовой.

Если концы обхода не перекрещиваются, как на фиг. 104, то обмотка называется неперекрещенной; в противном случае мы получаем перекрещенную волновую обмотку. В то время как петлевая обмотка является выполнимой при любом числе коллекторных пластин (или секций), при волновой обмотке число пар полюсов p, число пластин k, число ходов m и результирующий шаг y связаны между собой совершенно определенным соотношением:



Фиг. 104.

$$k=py\pm m, \qquad (104)$$

где знак + относится к неперекрещенной (фиг. 104) обмотке, знак — к перекрещенной. Так как в этом уравнении все величины являются целыми числами, то число коллекторных пластин не может быть выбрано произвольно.

При волновой обмотке всегда p катушек, лежащих при петлевой обмотке в различных, параллельно соединенных ветвях якоря, включаются последовательно. Поэтому число параллельных ветвей при одноходовой волновой обмотке всегда равно 2, при m-ходовой волновой обмотке:

$$2a=2m. \qquad (105)$$

Для отвода тока на коллектор достаточно наложить только одну положительную и одну отрицательную щетки. При наложении всех щеток отдельные катушки только еще раз замыкаются накоротко через проводники, соединяющие щетки одинаковой полярности, что ясно видно из схем, показанных на фиг. 105 a и b, где внешние проводники, соединяющие щетки одной полярности, для ясности не показаны.

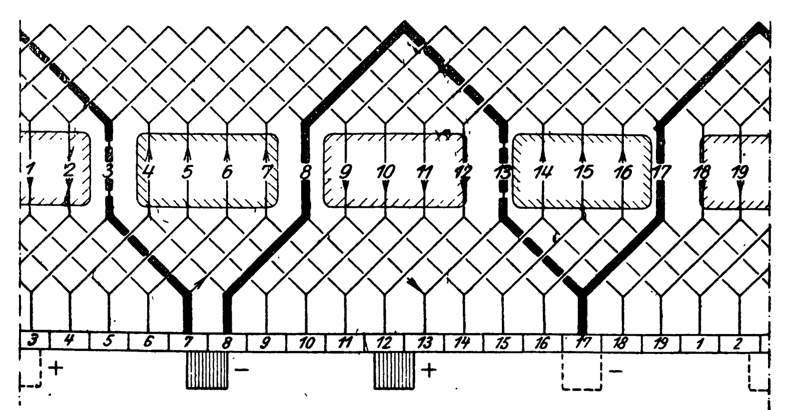
На основании формул (104) и (105) результирующий шаг волновой обмотки

$$y=\frac{k(\mp)a}{p}; \qquad (106)$$

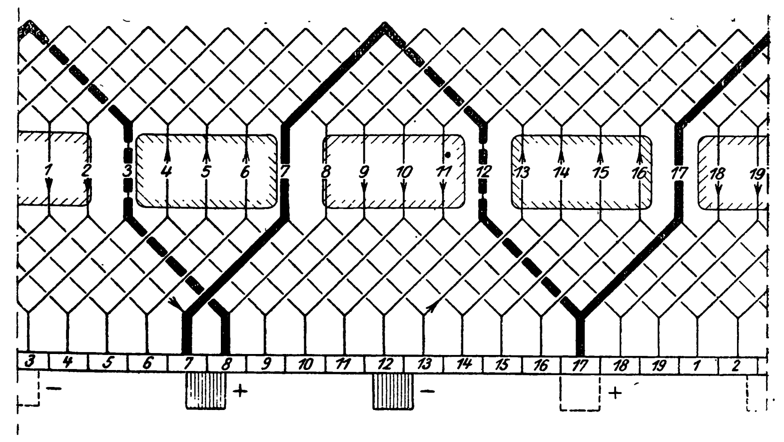
при этом знак +, заключенный в скобки, соответствует прекращенной обмотке. Из волновых обмоток, вообще говроя, также следо-

вало бы предпочесть неперекрещенные, однако тем самым ограничивалась бы возможность выполнения волновой обмотки, поэтому приходится выполнять волновые обмотки перекрещенными.

Волновые обмотки часто выполняются с большим числом ходов, чем петлевые, примерно до $m = a = 4$ и выше.



Фиг. 105a. Одноходовая неперекрещенная волновая обмотка при $u = 1$, $k = 19$, $y_1 = 5$, $y_2 = 4$, $y = 9$.

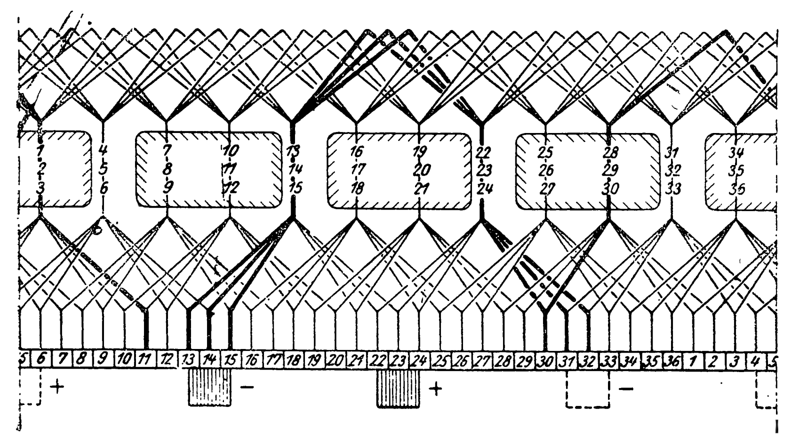


Фиг. 105b. Одноходовые перекрещенные волновые обмотки при $u = 1$, $k = 19$, $y_1 = 5$, $y_2 = 5$, $y = 10$.

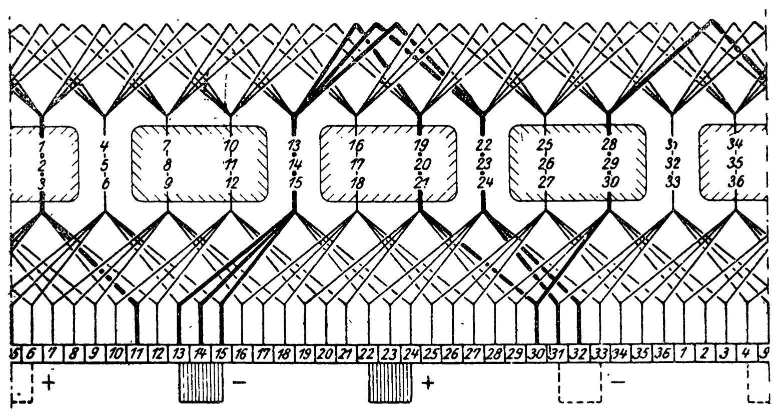
На фиг. 106 a и b изображены четырехполюсные неперекрещенные двухходовые волновые обмотки с u=3-секционными сторонами, расположенные рядом во впадине. Здесь число коллекторных пластин $k = u \cdot N = 36$, тогда по уравн. (106) результирующий шаг обмотки $y = \frac{36-2}{2} = 17$. Шаг y_1, определяющий ширину катушки, выбирается, как и при петлевой обмотке, таким, чтобы ширина катушки приблизительно равнялась полюсному делению.

На фиг. 106a $y_1 = 9$ и $\eta_1 = \frac{y_1}{u} = 3$; мы имеем здесь, следовательно, обыкновенную (диаметральную) обмотку (без ступеней). На фиг. 106b

$y_1 = 8$ и $\frac{y_1}{u} = 2^2/_3$, т. е. обмотка получается ступенчатой, причем одна из u катушек имеет ширину $\eta'_1 = 2$, а обе другие $\eta''_1 = 3$ зубцовых делений. Каждые три рядом лежащие катушки и один обход обмотки вычерчены в схемах жирными линиями. Рассматривая обмотки, легко убедиться, что добавление пунктирно вычерченных щеток, со-



Фиг. 106а. Обыкновенная двухходовая волновая обмотка при $u = 3$, $k = 36$, $y_1 = 9$, $y_2 = 8$, $y = 17$, $\eta_1 = 3$.



Фиг. 106b. Двухходовая ступенчатая волновая обмотка при $u = 3$, $k = 36$, $y_1 = 8$, $y_2 = 9$, $y = 17$, $\eta_1 = 2, 3, 3, 2, 3, 3$ и т. д.

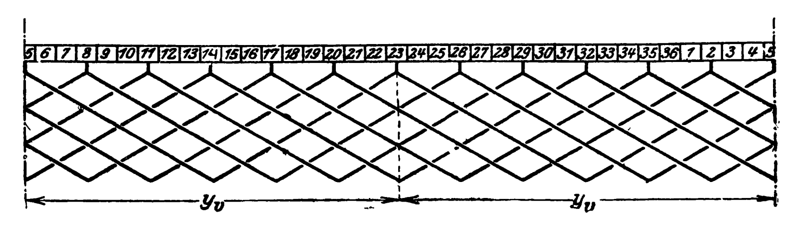
единяемых внешними проводниками с основными щетками той же полярности, не изменяет числа параллельных ветвей обмотки, равного $2a = 2m = 4$.

Многоходовые волновые обмотки так же, как и многоходовые петлевые обмотки, могут быть замкнутыми или однократно или многократно. Если результирующий шаг y и число ходов $a = m$ имеют общего делителя, то мы получаем однократно-замкнутую обмотку, когда же y и a имеют общего наибольшего делителя t, то получается t самостоятельных замкнутых обмоток. Для свойств

волновой обмотки не существенно, является ли она однократно-или многократно-замкнутой.

e) Уравнительные соединения у многоходовых волновых обмоток. Как мы видели в отделе с, петлевые обмотки рекомендуется снабжать внутренними уравнительными соединениями, целью которых является уничтожение влияния неравенства потоков полюсов, вызываемого или неточностями в выполнении индуктора или изнашиванием подшипников. Кроме того, внутренние уравнительные соединения разгружают от вредных уравнительных токов внешние соединительные проводники между щетками одной полярности.

При волновых обмотках отдельные ветви обмотки составляются из большого числа обходов, состоящих всегда из p последовательно соединенных катушек, лежащих под различными парами полюсов машины. Поэтому ЭДС, индуктируемые в отдельных ветвях волновой обмотки, даже при неравенстве потоков полюсов остаются почти одинаковыми. Отсюда следует, что при волновых обмотках, вообще говоря, нет надобности устранять неравенство потоков полюсов.



Фиг. 107. Уравнительные соединения в форме лобовых проводников для волновых обмоток фиг. 106a и b.

При многоходовых волновых обмотках, однако, благодаря неодинаковому распределению тока по отдельным ветвям обмотки, вследствие главным образом колебаний переходного сопротивления между щетками и коллекторными пластинами, равномерное распределение напряжения по коллектору нарушается. Напряжение между коллекторными пластинами на концах обхода не будет тогда делиться $m-1=a-1$ коллекторными пластинами, лежащими между концами обхода в точности на $m=a$ равных частей, и таким образом напряжение между соседними коллекторными пластинами будет кое-где значительно больше, чем напряжение, которое получилось бы при равномерном распределении напряжения. Это обстоятельство способствует появлению кругового огня (см. отдел III, A, 3, c).

Опыт также подтверждает, что при многоходовых волновых обмотках искрение на коллекторе, вообще говоря, можно уничтожить лишь в том случае, если точки обмотки, при равномерном распределении напряжения на пластинах, одного и того же потенциала связаны друг с другом внутренними уравнительными соединениями.

Если

$$\frac{N}{p}=\frac{k}{up}=\text{цел. числу и } \frac{p}{a}=\text{цел. числу,} \qquad (107\,a)$$

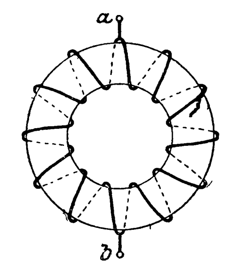
то при $m = a$-ходовой обмотке с равномерным распределением напряжения по коллекторным пластинам, получается $\frac{k}{a}$ групп с a равнопотенциальными точками в каждой. a-точек нескольких групп соединяются друг с другом уравнительными проводниками. Шаг уравнительных соединений:

$$y_v = \frac{k}{a}. \tag{107b}$$

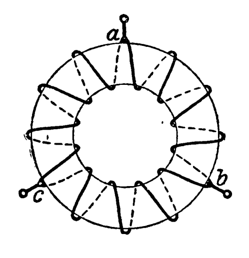
Четырехполюсные волновые обмотки фиг. 106 a и b удовлетворяют условиям (107 a). Здесь $y_v = \frac{36}{2} = 18$, и если из 18 возможных групп уравнительных соединений оставить 6, то получится схема, показанная на фиг. 107, где уравнительные соединения выполнены в форме лобовых соединений.

2. Обмотки переменного тока.

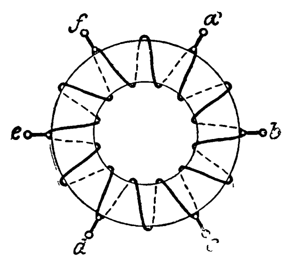
а) Ответвленные и разрезные обмотки постоянного тока. Если сделать соответствующие ответвления, то обмотка якоря постоянного тока может быть использована и как однофазная или много-



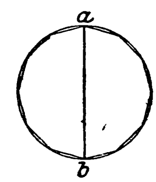
Фиг. 108a. Однофазная ($m^1 = 2$) ответвленная обмотка якоря постоянного тока.



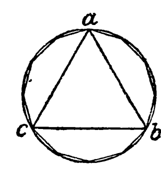
Фиг. 109a. Трехфазная ($m^1 = 3$) ответвленная обмотка якоря постоянного тока.



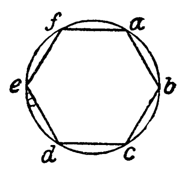
Фиг. 110a. Шестифазная ($m^1 = 6$) ответвленная обмотка якоря постоянного тока.



Фиг. 108b. Диаграмма напряжений к фиг. 108a.



Фиг. 109b. Диаграмма напряжений к фиг. 109a.

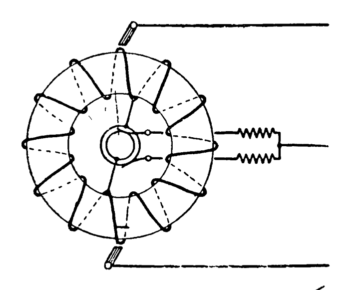


Фиг. 110b. Диаграмма напряжений к фиг. 110a.

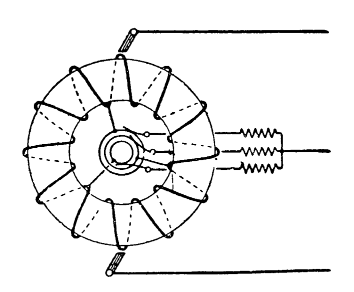
фазная обмотка. У обмоток с 2 a-параллельными ветвями число точек ответвлений равно am', где m' — число зажимов сети переменного тока. От этих точек по a путей идут к общему зажиму

(контактному кольцу) и образуют в каждой фазе обмотки a параллельных ветвей.

При двухполюсных обмотках точки ответвлений расположены по окружности якоря на расстоянии $360°/m'$, как это показано для кольцевой обмотки на фиг. 108 a, 109 a и 110 a для однофазного тока ($m' = 2$), трехфазного ($m' = 3$) и шестифазного ($m' = 6$). Мы полу-

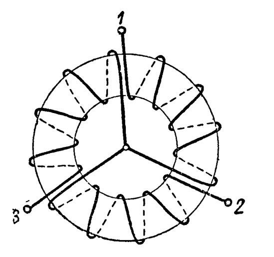


Фиг. 111. Двухполюсная трехпроводная машина с однофазной ответвленной обмоткой.

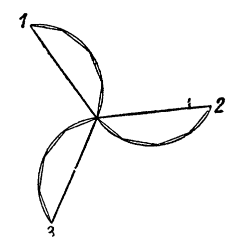


Фиг. 112. Двухполюсная трехпроводная машина с трехфазной ответвленной обмоткой.

чаем при этом обмотки переменного тока, включенные в m' — угольник. При барабанной обмотке точки ответвлений имеют такое же положение, как и при кольцевой; они могут лежать или на стороне, обращенной к коллектору, или на противоположной стороне якоря. Вызванное основной волной индукции на поверхности якоря напряжение между зажимами обмотки, определяется на диаграммах фиг. 108 b, 109 b и 110 b отрезками, соединяющими точки a до f. При однофазном токе ($m' = 2$) амплитуда напряжения переменного тока равна напряжению обмотки постоянного тока и определяется диаметром описанной окружности (фиг. 108 b). Маленькие хорды на фиг. 108 b и 109 b изображают по величине и по фазе напряжения отдельных катушек. Эти хорды образуют многоугольник, переходящий при бесконечном числе сторон в окружность напряжений отдельных катушек каждой фазовой обмотки, складывающих таким образом не алгебраически, а геометрически. Их сдвиг по фазе относительно напряжений всей фазной обмотки тем больше, чем меньше число зажимов сети переменного тока. Обмотка поэтому используется тем лучше, чем больше зажимов имеет сеть. Отношение геометрической суммы ЭДС отдельных катушек одной фазы обмотки к их алгебраической сумме является мерой использования обмотки. При очень больших числах катушек и впадин, как обыкновенно и бывает на практике, это отношение, назы-



Фиг. 113a. Трехкратно разрезанная обмотка постоянного тока, соединенная в звезду.

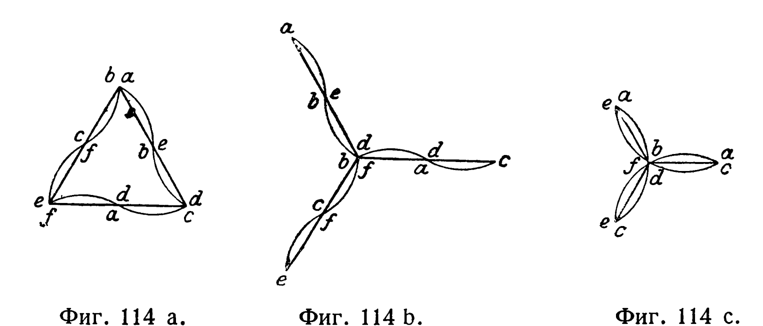


Фиг. 113b. Диаграмма напряжений к фиг. 113a.

ваемое обмоточным коэфициентом, приближенно равно отношению хорды к дуге на диаграмме напряжений, т. е.

$$\xi_{m'} = \frac{2\sin\frac{\pi}{m'}}{\frac{2\pi}{m'}} = \frac{m'}{\pi}\sin\frac{\pi}{m'}. \tag{108}$$

Тогда для однофазного ($m' = 2$), трехфазного ($m' = 3$) и шестифазного ($m' = 6$) токов легко найти $\xi_{II} = \frac{2}{\pi} = 0{,}637$, $\xi_{III} = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} = 0{,}826$ и $\xi_{VI} = \frac{3}{\pi} = 0{,}955$. (108 a, b, c)



Фиг. 114 a. Фиг. 114 b. Фиг. 114 c.

Диаграммы напряжений шестикратно разрезанной трехфазной обмотки.

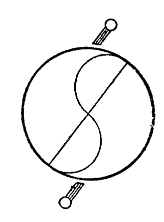
a — включение фаз треугольником и последовательное соединение ветвей. *b* – включение фаз в звезду и последовательное соединение ветвей. *c* — включение фаз в звезду и параллельное соединение ветвей.

Ответвленные обмотки постоянного тока применяются главным образом для одноякорных преобразователей или для трехпроводных машин постоянного тока. У трехпроводных машин точки ответвлений соединяются при помощи контактных колец с дроссельной катушкой, к нейтральной точке которой подходит нулевой провод. Число контактных колец обыкновенно бывает 2 или 3. На фиг. 111 и 112 для обоих случаев показаны схемы трехпроводных машин.

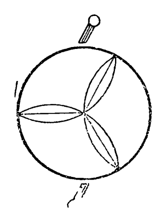
Обмотки постоянного тока можно также разрезать в точках ответвлений, и отдельные фазы обмотки соединить в звезду, как это, например, изображено на фиг. 113a для трехфазной разрезанной в трех местах обмотки. На фиг. 113b показана диаграмма напряжений для этой обмотки. Обмоточный коэфициент такой разрезной обмотки будет иметь ту же величину, что и для трехфазной ответвленной обмотки (см. уравн. 108b). Разрезав обмотку постоянного тока в шести точках, например в точках от *a* до *f* на фиг. 110 a, мы получим по два участка обмотки, напряжения которых совпадают по фазе; соединив эти разнофазные ветви последовательно или параллельно, можно получить из них одну фазу трехфазной обмотки. На фиг. 114 от a до c показаны диаграммы напряжений при различных включениях ветвей обмоток и фаз. Шестикратно разрезанная трехфазная обмотка используется значи-

тельно лучше, чем трехкратно разрезанная. Ее обмоточный коэфициент имеет ту же величину, что и для шестифазно ответвленной обмотки постоянного тока (см. уравн. 108 c).

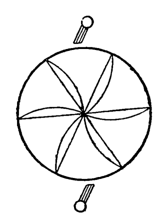
Разрезную обмотку постоянного тока иногда применяют и при трехпроводных машинах. Кроме замкнутой обмотки постоянного тока, присоединенной к коллектору, на якоре укладывают еще разрезную обмотку постоянного тока, соединенную в звезду, нейтральную точку которой соединяют с нулевым проводом сети постоянного тока, а концы фаз связывают с точками ответвлений замкнутой обмотки постоянного тока. Разрезная обмотка постоянного тока заменяет здесь дроссельную катушку, которую мы видели на прежних схемах (фиг. 111 и 112) трехпроводных машин. Ее нейтральная точка делит на равные части напряжение между щетками замкнутой обмотки постоянного тока. Диаграммы напряжений для обмоток таких трехпроводных машин, являющиеся одновременно схемами



Фиг. 115 a.



Фиг. 115 b.



Фиг. 115 c.

Диаграммы напряжений трехпроводных машин постоянного тока.

a — однофазная. *b* — трехфазная. *c* — шестифазная, уравнительные обмотки.

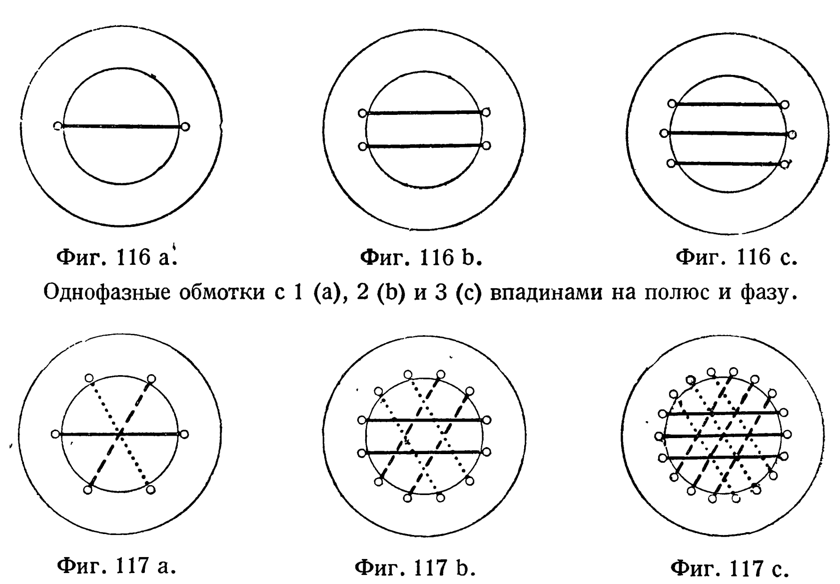
включения отдельных ветвей обмотки, изображены на фиг. 115 от a до c. Чем больше число фаз разрезной обмотки постоянного тока, тем меньше тепловые потери при равномерной нагрузке обеих ветвей трехпроводной сети.

b) Ширина фазовой зоны и число впадин на полюс и фазу. Шириной фазовой зоны называется часть окружности якоря, занимаемая катушечными сторонами одной фазы, расположенными рядом и обтекаемыми током одного направления (Р 16). Эту ширину измеряют в единицах, равных зубцовому делению, и таким образом ширина фазовой зоны при обыкновенных однослойных или двухслойных обмотках переменного тока определяется числом впадин, заполненных катушечными сторонами одной фазы в пределах полюсного деления и обтекаемых током одинакового направления.

Обмотки якорей переменного тока обычно выполняются однослойными, т. е. в каждой впадине здесь находится только одна сторона катушки (Р 17). В зависимости от того, будет ли число впадин, заполненных при однослойных обмотках на протяжении одного полюсного деления катушечными сторонами одной и той же фазы и обтекаемых током одного и того же направления, равным 1, 2, 3... q, получается обмотка с 1, 2, 3... q впадинами на полюс и фазу. На фиг. 116 и 117 а до с показаны для двухполюсной машины с внутренними полюсами однофазные и трехфазные обмотки с числом впадин на фазу и полюс 1, 2 и 3. Головки катушек (лобовые со-

единения) здесь вычерчены поперек расточки якоря, но в действительности они, конечно, должны быть отогнуты для возможности размещения внутри якоря вращающихся частей машины. На фиг. 117 а до с отдельные фазы для ясности показаны линиями различного характера.

В обыкновенных обмотках переменного тока зоны, охватывающие катушечные стороны, обтекаемые током одного направления и принадлежащие к одной и той же фазе, сдвинуты всегда на одно полюсное деление.



Фиг. 116 a. Фиг. 116 b. Фиг. 116 c.

Однофазные обмотки с 1 (a), 2 (b) и 3 (c) впадинами на полюс и фазу.

Фиг. 117 a. Фиг. 117 b. Фиг. 117 c.

Трехфазные обмотки с 1 (a), 2 (b) и 3 (c) впадинами на полюс и фазу.

В обмотках с большим числом пазов на полюс и фазу согласно фиг. 116 и 117 b и c линии, соединяющие катушечные стороны одной и той же катушки, вообще говоря, представляют собой хорды. Благодаря этому и ширина катушки, т. е. расстояние между ее сторонами по окружности якоря, измеренное между серединами прорезов впадин, заполненных катушкой, вообще говоря, не остается для всех катушек одинаковым. Однако обмотки можно выполнять и с катушками одинаковой ширины, равной при нечетном q полюсному делению (фиг. 118), а при четном q или полюсному делению, или $^5/_6$ его (фиг. 119). Если пренебречь влиянием магнитного поля на лобовых поверхностях якоря, то будет совершенно безразлично, в каком порядке соединять между собой q-катушечных сторон каждой фазы, лежащих под одним полюсом. Этот порядок не оказывает влияния ни на величину индуктированной ЭДС, ни на магнитные свойства обтекаемой током обмотки. Если обозначить число обмотанных впадин якоря через N' и число фаз обмотки через m, то

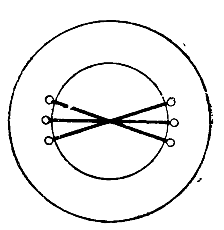
$$q = \frac{N'}{2pm}. \tag{109}$$

Эту величину мы и называем числом впадин на полюс и фазу. В обыкновенных обмотках q является целым числом (обмотки с целым числом впадин на полюс и фазу). Иногда обмотки выполняются и с дробным q (обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу). Эти обмотки в данной книге не рассматриваются. Дробное число пазов на полюс и фазу, вообще говоря, имеют также ответвленные или разрезные обмотки постоянного тока.

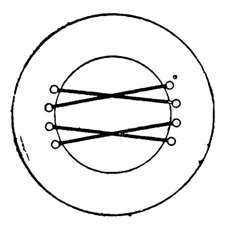
Из однослойных обмоток практическое значение приобрели только однофазные ($m = 1$) двухфазные ($m = 2$) и трехфазные ($m = 3$) обмотки. Здесь ширина фазовой зоны $S = q$. При обмотках с дробным числом впадин на полюс и фазу ширина фазовой зоны не всегда для всех полюсов одна и та же. Уравн. (109) дает тогда для однослойных обмоток среднюю ширину фазовой зоны. При m'-кратной ответвленной или разрезной m-фазной обмотке постоянного тока средняя ширина фазовой зоны равна:

$$S = 2\frac{m}{m'}q. \qquad (110)$$

Следовательно, для двухкратно ($m' = 2$) ответвленной или разрезной однофазной обмотки ($m = 1$) на фиг. 108а имеем $S = q$, для трехкратно ответвленной или разрезной трехфазной обмотки на фиг. 109а или 113а и для шестикратно ответвленной (фиг. 110а) или разрезной шестифазной обмотки $S = 2q$ и, наконец, для шестикратно ($m' = 6$) разрезной трехфазной обмотки ($m = 3$) (фиг. 114а до с) $S = q$.



Фиг. 118. Обмотка с тремя впадинами на полюс и фазу с катушками одинаковой ширины; обмотка диаметральная.

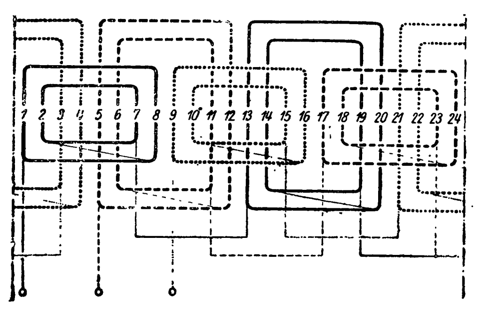


Фиг. 119. Обмотка с четырьмя впадинами на полюс и фазу с катушками одинаковой ширины. Обмотка хордовая.

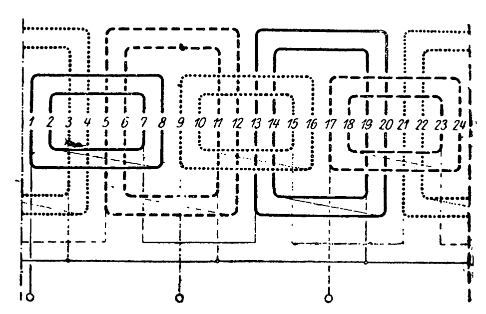
Обмотки с одной впадиной на полюс и фазу для получения определенного напряжения требуют наименьшее число витков, так как ЭДС отдельных катушек каждой фазы суммируются здесь алгебраически. Однако при этих обмотках, в особенности если речь идет об однофазном переменном токе (фиг. 116а), окружности якоря используются очень плохо и, кроме того, высшие гармоники в индуктированной ЭДС, вызывающиеся наличием впадин, практически тем больше, чем больше расстояние между впадинами (зубцовое деление). Для трехфазных генераторов число впадин на полюс и фазу колеблется обычно в пределах от 2 до 6, для асинхронных трехфазных двигателей — в первичной части от 2 до 8 и во вторичной части — от 2 до 10. В многофазных машинах обыкновенно заполняются обмоткой все впадины; здесь $N' = N$. В однофазных машинах обычно $^1/_3$ окружности якоря остается не обмотанной, благодаря чему в однофазных обмотках ширина фазовой зоны не в три, а только в два раза больше, чем у трехфазных. В большинстве случаев при этом получается благоприятное использование однофазных машин.

с) Обыкновенные обмотки переменного тока. Обычно применяемые обмотки переменного тока выполняются однослойными и

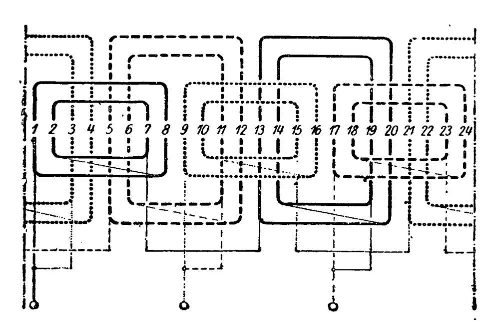
имеют целое число впадин на полюс и фазу. Различные виды обмоток можно получить из двухполюсных схем, показанных на фиг. 116 и 117, если различным образом отгибать лобовые соединения. При этом по нескольку катушек можно объединить в „катушечную группу", состоящую из элементов с одинаково расположенными лобовыми соединениями; число катушек в одной группе при однослойных обмотках может быть равным или меньшим q. В дальнейшем мы рассмотрим и схемы их соединений.



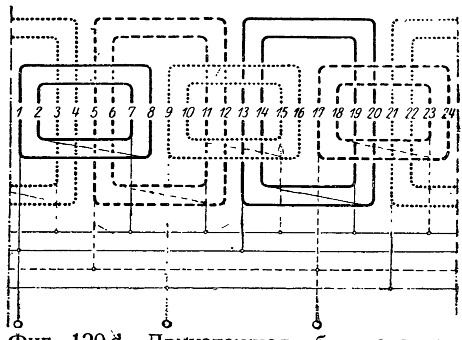
Фиг. 120 a. Двухэтажная обмотка с выводами, расположенными рядом; $p = 2$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз в звезду.



Фиг. 120 b. Двухэтажная обмотка с выводами, сдвинутыми на 120°. $p=2$, $q=2$. Последовательное включение и соединение фаз в звезду.



Фиг. 120 c Двухэтажная обмотка. $p = 2$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз треугольником.



Фиг. 120 d. Двухэтажная обмотка с параллельными ветвями. $p = 2$, $q = 2$. Соединение фаз звездой.

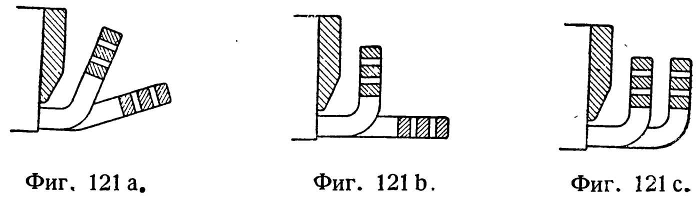
Трехфазные двухэтажные обмотки с катушками различной формы. Самыми распространенными трехфазными обмотками являются двухэтажные обмотки, у которых на торцовых поверхностях якоря рядом лежат лобовые соединения только двух фаз, причем располагаются они в двух этажах. Такую обмотку можно получить из фиг. 117b, если отогнуть лобовые соединения всех q катушек каждой фазы в одну и ту же сторону, причем так, чтобы лобовые соединения всех трех фаз равномерно распределялись по окружности якоря.

Схемы двухэтажных четырехполюсных обмоток при $q = 2$ показаны на фиг. 120 a-d. Отдельные фазы обмотки вычерчены для ясности линиями различного характера. На схемах фиг. 120 a

и b принято последовательное соединение катушек каждой фазы, и фазы соединены между собой в звезду; на фиг. 120с мы имеем последовательное включение катушек и соединение фаз треугольником и на фиг. 120 d — параллельное включение каждых двух катушечных групп и соединение фаз звездой.

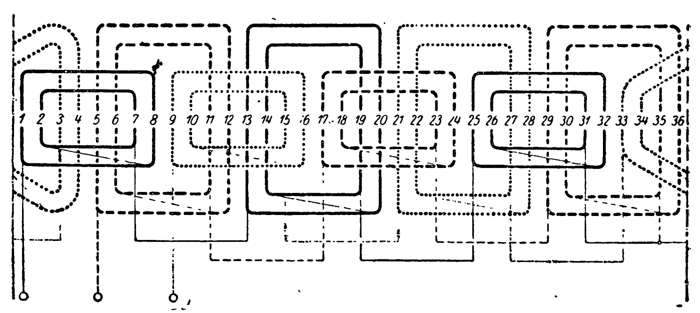
На фиг. 120 а концы обмотки, присоединяемые к зажимам машины, выведены из таких впадин, которые по возможности ближе расположены друг к другу по окружности якоря, в то время как при других схемах эти концы равномерно распределены по окружности якоря.

Обмотка содержит $3p$ катушечных групп, каждую из q отдельных катушек. Лобовые соединения катушечных групп располагаются в двух этажах так, как показано на фиг. 121a, b или c, изображающих формы и расположение катушечных групп в продольном сечении машины.



Фиг. 121 a. Фиг. 121 b. Фиг. 121 c.

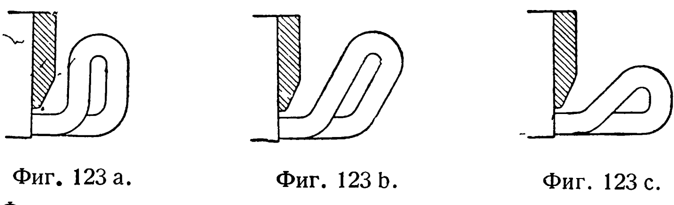
Формы катушечных головок для двухэтажных обмоток.



Фиг. 122. Двухэтажная обмотка с изогнутой катушечной группой. $p = 3$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.

В рассмотренных обмотках мы имеем две различных формы катушечных групп, малые и большие, обладающие, вообще говоря, различными индуктивностями рассеяния и различными сопротивлениями. При четном числе пар полюсов (на фиг. 120 $p = 2$) отдельные фазы обмотки имеют одну и ту же индуктивность и одно и то же сопротивление, так как каждая фаза составляется из одинакового числа больших и малых катушечных групп. На фиг. 120d катушечные группы различной формы, имеющие, вообще говоря, неодинаковые индуктивности рассеяния и сопротивления, включены параллельно. Ток здесь распределяется в параллельно соединенных ветвях обмоток тем равномернее, чем меньше разница

в индуктивностях рассеяния и сопротивлениях ветвей. При нечетном числе пар полюсов полное число пар $3p$-катушечных групп будет нечетным; мы получим тогда $\frac{3p-1}{2}$ малых катушечных групп, такое же число больших и одну катушечную группу средней формы, лобовые соединения которой переходят из одного этажа в другой и должны быть поэтому изогнуты. Такая обмотка показана на

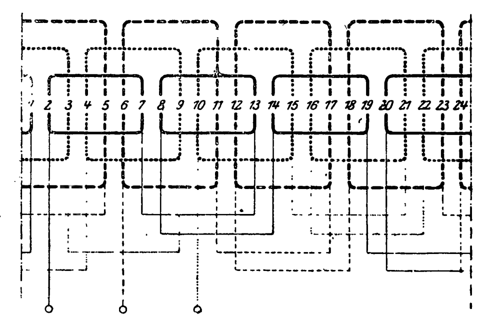


Фиг. 123 a. Фиг. 123 b. Фиг. 123 c.

Формы головок изогнутых катушек или катушек одинаковой ширины.

фиг. 122 для $p=3$. Стороны катушек изогнутой катушечной группы лежат во впадинах *33*, *34*, *3* и *4*. Лобовым соединениям изогнутой катушки придают одну из форм, показанных на фиг. 123 a до c. Отдельные фазы обмотки при нечетном числе пар полюсов не получаются одинаковыми, однако разность в индуктивностях рассеяния очень незначительна.

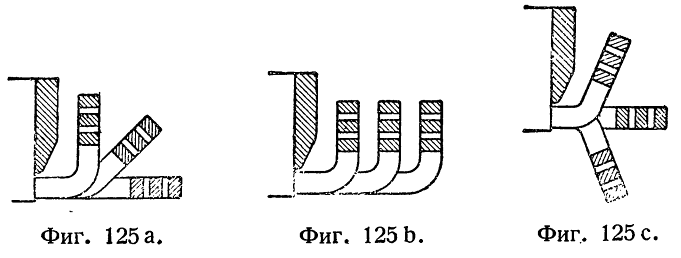
Обмотки, показанные на фиг. 120 и 122, можно выполнить и так, чтобы катушки всех групп имели форму изогнутой катушки на фиг. 122. Иногда при нечетном числе пар полюсов такая конструкция обмотки будет предпочтительнее, так как все фазы будут в этом случае иметь одинаковые индуктивности рассеяния и сопротивления.



Фиг. 124. Трехэтажная обмотка с равномерно распределенными катушечными головками. $p=2$, $q=2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.

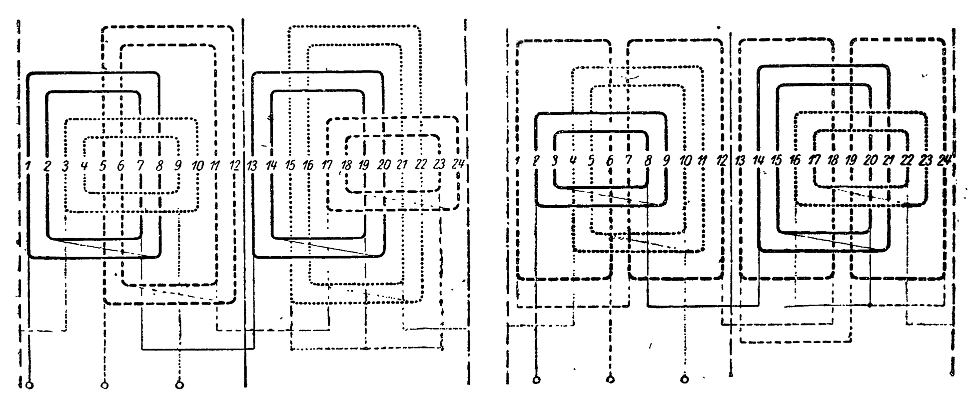
Трехфазные трехэтажные обмотки с катушками различной формы. Чтобы избежать необходимости иметь при нечетном числе пар полюсов изогнутую катушечную группу, можно лобовые соединения катушечных групп расположить в три этажа. Если, например, на фиг. 117 b половину катушечных лобовых соединений каждой фазы отогнуть в одну сторону, а другую половину в другую сторону, то мы получим катушки с лобовыми соединениями, равномерно распределенными по окружности якоря, как это представлено на фиг. 124 для четырехполюсной машины. На торцовых поверхностях якоря располагаются тогда рядом лобовые соединения всех трех фаз, что и обусловливает трехэтажное устройство. Лобовые соединения в продольном сечении машины имеют одну из форм, показанных на фиг. 125 a или b.

Якоря машин переменного тока изготовляются иногда из двух отдельных частей, причем плоскость раздела совпадает с валом машины. Верхняя половина якоря может тогда сниматься, причем отпадает необходимость демонтировать внутреннюю часть машины. Возможность разделения на две части облегчает устранение повреждений внутри машины и позволяет пересылать якорь отдель-



Фиг. 125 a. Фиг. 125 b. Фиг. 125 c.

Формы катушечных головок для трехэтажных обмоток. $q = 6$ при равномерном распределении, $q = 3$ при сосредоточенном распределении головок.



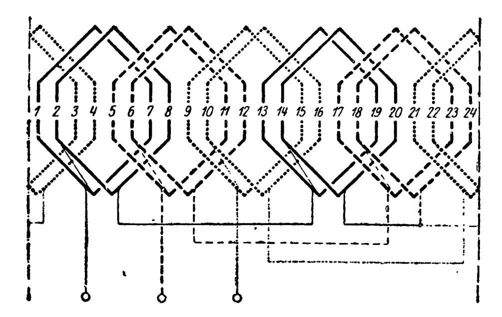
Фиг. 126. Трехэтажная обмотка с сосредоточенным распределением головок катушек при разъемном статоре; $p = 2$, $q = 2$.

Фиг. 127. Трехэтажная обмотка с частично сосредоточенным распределением катушечных головок при разъемном статоре. $p = 2$, $q = 2$.

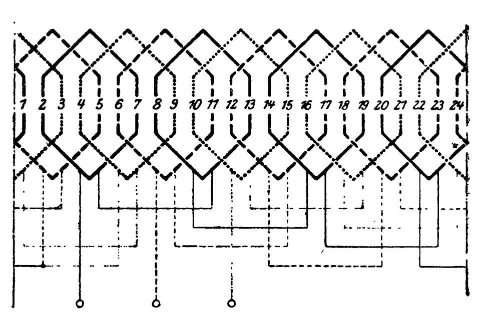
ными частями. При очень больших машинах якорь составляется из трех или даже четырех частей, которые транспортируются в отдельности и монтируются на месте установки. При трехэтажных обмотках с лобовыми соединениями, равномерно распределенными по окружности якоря, и при двухэтажных обмотках некоторые катушки всегда попадают в плоскость раздела и поэтому могут закладываться или наматываться лишь после сборки отдельных частей якоря.

Чтобы при разъемных якорях отдельные части якоря можно было целиком обмотать на заводе перед транспортированием, необходимо лобовые соединения отгибать так, чтобы они не перекрывали плоскостей раздела якоря. Схемы таких обмоток показаны на фиг. 126 и 127. В частях якоря, ограниченных пунктирными

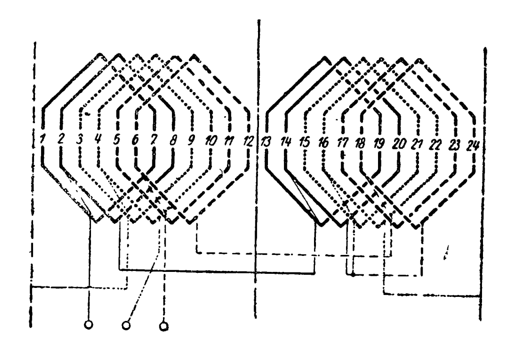
линиями, катушки могут быть заложены во впадины, заизолированы и соединены между собой заранее на заводе, и после монтажа остается лишь сделать некоторые дополнительные соединения. Отдельные катушечные группы имеют здесь весьма различную величину и поэтому, вообще говоря, различную индуктивность рассеяния и различное сопротивление. Для ослабления этой разницы в от-



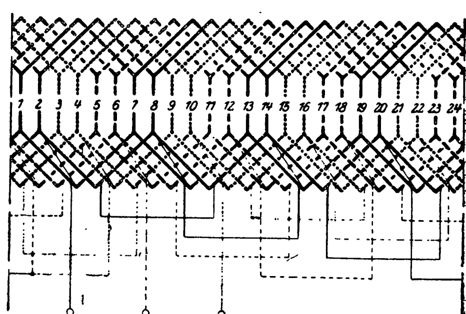
Фиг. 128. Трехфазная обмотка с катушками одинаковой ширины, полученная из двухэтажной обмотки (ср. фиг. 120а). $p = 2$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.



Фиг. 129. Трехфазная обмотка с катушками одинаковой ширины, полученная из трехэтажной обмотки (ср. фиг. 124). $p = 2$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.



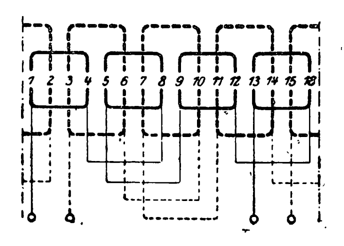
Фиг. 130. Трехфазная обмотка с катушками одинаковой ширины для разъемного статора (ср. фиг. 126) $p=2$, $q=2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.



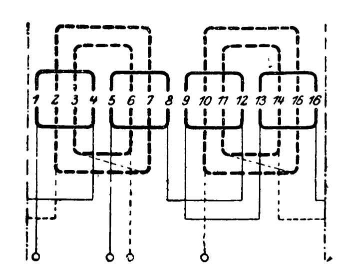
Фиг. 131. Трехфазная двухслойная обмотка с катушками одинаковой ширины. $p = 2$, $q = 2$. Последовательное включение и соединение фаз звездой.

дельных фазах следует катушки одной и той же величины по возможности равномернее распределять по трем фазам. Так, например, на фиг. 126 фаза, отмеченная сплошными линиями, содержит катушки только средней величины, в то время как каждая из остальных фаз включает в себя большие и малые катушечные группы. Обмотки на фиг. 126 и 127 являются трехэтажными обмотками; форма и положение катушечных групп показаны на фиг. 125 а и b. Лобовые соединения первого этажа здесь могут также перекрывать расточку якоря (фиг. 125 с), так как внутренняя часть машины при разъемном якоре вкладывается сверху, а не вдвигается со стороны.

Обмотки на фиг. 124 и 126, как и двухэтажные обмотки, могут быть выполнены также с изогнутыми катушечными группами, форма которых показана на фиг. 123 а до с. Все катушечные группы имеют при этом одну и ту же форму. Форма отдельных катушек каждой группы, вообще говоря, может быть различна.



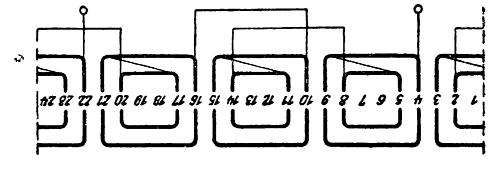
Фиг. 132. Двухфазная обмотка с равномерным распределением головок катушек. $p = 2$, $q = 2$.



Фиг. 133. Двухфазная обмотка с частично сосредоточенным распределением катушечных головок для разъемного статора. $p = 2$, $q = 2$.

Трехфазные обмотки с катушками одинаковой формы. Изменяя расположение лобовых соединений при одном и том же положении катушечных сторон, мы можем из обмоток на фиг. 120, 124 и 126 получить обмотки, отдельные катушки которых будут иметь одну и ту же ширину и одну и ту же форму и соответствовать двухполюсным изображениям на фиг. 118 и 119.

Из двухэтажной обмотки (фиг. 120 а) мы получаем обмотку на фиг. 128 с катушками одной и той же ширины, равной полюсному делению (срав. фиг. 118). Фиг. 129 соответствует трехэтажной обмотке с равномерным распределением катушечных головок по окружности якоря (фиг. 124); здесь также все катушки имеют одну и ту же ширину, равную $^5/_6$ полюсного деления (ср. фиг. 119).



Фиг. 134. Однофазная обмотка с равномерным распределением катушечных головок. $p = 2$, $q = 4$.

Из трехэтажной обмотки для разъемного якоря с сосредоточенным распределением катушечных головок (фиг. 126) получается обмотка на фиг. 130, катушки которой имеют ширину, равную полюсному делению (срав. фиг. 118). Лобовые соединения этой обмотки устраиваются так же как обмоток якорей постоянного тока или как у обмоток с изогнутыми катушками (фиг. 123 а до с).

Обмотки с катушками одинаковой ширины в Германии выполняются иногда в виде двухслойных обмоток, в Америке это выполнение является общепринятым.

Схема четырехполюсной двухслойной обмотки с $q = 2$ представлена на фиг. 131. Форма лобовых соединений здесь такова же, как у однослойных обмоток.

Двухфазные обмотки и однофазные обмотки. Двухфазные обмотки имеют только две фазы, поэтому головки катушек могут всегда располагаться в двух этажах. Схемы четырехполюсных обмоток с двумя впадинами на полюс и фазу показаны на фиг. 132 и 133. На фиг. 132 лобовые соединения распределены равномерно по окружности якоря, на фиг. 133 они расположены так, чтобы якорь можно было сделать разъемным. Форма и положение лобовых соединений здесь таковы же, как и у трехфазных двухэтажных обмоток (фиг. 121 а до с). Однофазная обмотка получается из трехфазной, если одна из трех фаз остается неиспользованной. Форма катушек при однофазной обмотке может быть, однако, упрощена, так как лобовые соединения могут лежать только в одном этаже. Схема однофазной обмотки с равномерным распределением лобовых соединений по окружности якоря для четырехполюсной машины с четырьмя заполненными впадинами на полюс и фазу показана на фиг. 134.

С. Индуктированная ЭДС.

1. Индуктированная ЭДС и коэфициент формы при периодически переменном потоке иидукции.

Для получения возможно общего выражения ЭДС, индуктированной в цепи тока или в катушке, целесообразно исходить из уравн. (29), исходящего из полного изменения потока и учитывающего следовательно как ЭДС покоя, так и ЭДС движения. Так как мы имеем дело с периодически изменяющимися процессами, то, обозначая произвольное мгновенное значение маленькими буквами, можно написать:

$$e = -\frac{d\varphi}{dt}. \qquad (111)$$

Среднее значение ЭДС, индуктированной в течение любого отрезка времени $t_2 - t_1$, тогда будет равно:

$$E_{cp,\ t_2-t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} e dt = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{\varphi_2}^{\varphi_1} d\varphi = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{t_2 - t_1}, \qquad (112)$$

где Φ_1 и Φ_2 означают потоки индукции катушки, сцепленные с цепью тока в моменты t_1 и t_2.

Среднее значение индуктированной ЭДС не зависит следовательно от промежуточных значений потока индукции и определяется исключительно его пограничными значениями. Если допустить, что поток катушки периодически изменяется так, что его наивысшее за период T значение Φ_{max} всегда наступает на половину периода $\frac{T}{2}$ раньше или позже, чем наименьшее значение Φ_{min}, то для среднего значения ЭДС в пределах каждой положительной полуволны получится выражение:

$$E_{cp} = 2\frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{T}. \qquad (113)$$

Таким же образом выражается и среднее значение ЭДС, в пределах отрицательной полуволны. Если, кроме того, положить

$$\frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{2} = \Phi \tag{113a}$$

(обыкновенно $\Phi_{max} = -\Phi_{min} = \Phi$) и вместо потока катушки ввести средний поток витка

$$\Phi_w = \frac{1}{w}\Phi \tag{114}$$

(w — число витков катушки), то

$$E_{cp} = \frac{4}{T} \cdot w \cdot \Phi_W \tag{115a}$$

или так как $\frac{1}{T} = f$,

$$E_{cp} = 4fw\Phi_W. \tag{115b}$$

У катушек электрической машины частота f, число пар полюсов p и число оборотов n связаны между собой соотношением

$$f = np; \tag{115'}$$

вводя эту величину в уравн. (115b), найдем

$$E_{cp} = 4npw\Phi_W. \tag{115c}$$

Эффективное значение E, индуктированной ЭДС зависит от формы кривой $\varphi_W(t)$ или также кривой $e(t)$.

Отношение

$$\xi_E = \frac{E}{E_{cp}} \tag{116}$$

называется коэфициентом формы кривой ЭДС. Вводя это соотношение в уравн. (115b), принимаемое нами при последующих выводах за основное, мы для эффективного значения индуктированной ЭДС получим

$$E = 4\xi_E fw\Phi_W. \tag{117}$$

Коэфициент формы определяется согласно уравн. (116) и (111) выражением

$$\xi_E = \frac{\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T e^2 dt}}{E_{cp}} = \frac{1}{4\Phi_W}\sqrt{T\int_0^T \left(\frac{d\varphi_W}{dt}\right)^2 dt} \tag{118a}$$

или, если мы время t и T заменим соответствующими углами x и 2π

$$\xi_E = \frac{1}{4\Phi_W} \cdot \sqrt{2\pi\int_0^{2\pi} \left(\frac{d\varphi_W}{dx}\right)^2 dx}. \tag{118b}$$

Если развернуть поток φ_W в ряд Фурье

$$\varphi_W = \Phi_0 + \sum_{\nu=1}^{\infty} \Phi_{W\nu} \sin(\nu x + \alpha_\nu), \qquad (119a)$$

где ν может принимать значение всех целых чисел. Вставив это выражение в уравн. (118b), можно написать

$$\xi_E = \frac{1}{4\Phi_W} = \sqrt{2\pi \int_0^{2\pi} \left[\sum_{\nu=1}^{\infty} \nu\Phi_{W\nu} \cos(\nu x + \alpha_\nu)\right]^2 dx}. \qquad (119)$$

Отдельные члены под знаком интеграла имеют форму

$$uv\Phi_{Wu}\Phi_{Wv} \cos(ux + \alpha_u) \cdot \cos(vx + \alpha_\nu),$$

причем u и v, вообще говоря, принимают значения всех целых чисел. При интегрировании члены, содержащие $u = v = \nu$, дают, $\pi\nu^2\Phi^2_{W_\nu}$, остальные члены с $u \gtrless v$ дают нуль, и мы получаем

$$\xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sum_{\nu=1}^{\infty} \nu^2\Phi^2_{W_\nu}}}{\Phi_W} \qquad (120a)$$

или

$$\xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\Phi^2_{W_1} + 4\Phi^2_{W_2} + 9\Phi^2_{W_3}}}{\Phi_W}. \qquad (120b)$$

Если поток индукции изменяется во времени синусоидально, то

$$\Phi_W = \Phi_{W_1}$$

и

$$\Phi_{W_2} = \Phi_{W_3} = \Phi_{W_4} = \ldots 0;$$

следовательно

$$\xi_E = \xi^s_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11. \qquad (121)$$

Для обмоток, питаемых из сети, если пренебречь активной составляющей потери напряжения в катушке, ξ_E равно коэфициенту формы напряжения сети; если последнее изменяется синусоидально, то

$$E = 4{,}44 f w \Phi_W. \qquad (122)$$

2. Обмоточный коэфициент.

По уравн. (117) можно рассчитать ЭДС всей обмотки, если w означает полное число витков, включенных последовательно и Φ_W является амплитудой среднего потока витка всей обмотки.

Величина среднего потока индукции при всех прочих условиях зависит от конструкции обмотки, и именно от ширины отдельных катушек и их положения на окружности якоря. Поэтому рекомендуется при расчете ЭДС, индуктированной в обмотках машин, не вводить средний поток витка непосредственно, а выражать его через произведение полного потока в якоре Φ на так называемый „обмоточный коэфициент“

$$\xi = \frac{\Phi_W}{\Phi}. \tag{123}$$

Тогда для ЭДС, индуктируемой в обмотке, можно написать выражение:

$$E = 4\,\xi_E \xi w f \Phi. \tag{124}$$

Обмоточный коэфициент при одной и той же обмотке, вообще говоря, зависит еще от характера изменения по времени потока $\varphi(t)$ в диаметральном витке, для которого амплитуда потока витка по величине равна максимальному потоку полюса Φ. Разложив поток, сцепленный с одним из таких витков, на отдельные гармоники (синусоидальные колебания), φ_1, φ_2, $\varphi_3 \ldots \varphi_\nu \ldots$, мы найдем, что каждой отдельной гармонике соответствует обмоточный коэфициент, определяемый исключительно конструкцией обмотки. Для обмоточного коэфициента ν-ой гармоники можно написать:

$$\xi_\nu = \frac{\Phi_{W_\nu}}{\Phi_\nu}. \tag{125}$$

ЭДС, индуктируемая в обмотке ν-ой гармоникой φ_ν с максимальным значением Φ_ν [ср. уравн. (122)], будет равна:

$$E_\nu = 4{,}44\xi_\nu w f_\nu \Phi_\nu, \tag{126}$$

где

$$f_\nu = \nu f_1 = \nu f. \tag{126a}$$

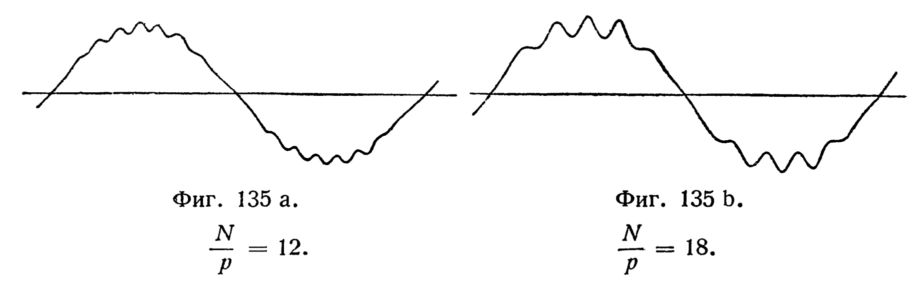
Обозначив через $E^1_{D_\nu}$ эффективное значение ЭДС, индуктируемой в диаметральном витке ν-ой гармоникой потока φ_ν, можно для ν-ой гармоники ЭДС всей обмотки написать

$$E_\nu = \xi_\nu w E^1_{D_\nu}. \tag{127}$$

Определение эффективного значения E результирующей ЭДС по эффективным значениям E_ν отдельных гармоник мы рассмотрим в отделе 6.

Уравнения для индуктированной ЭДС, приведенные в этом и предшествующем отделе, справедливы как при гладких якорях, так и при зубчатых, так как при их выводе мы исходили из полного изменения потока индукции. При гладком якоре очень часто вращающееся относительно неподвижной обмотки магнитное поле сохраняется неизменным во времени, например у машин постоян-

ного тока, если пренебречь процессами, имеющими место в катушках якоря, коротко замыкаемых щетками, у синхронных машин и приближенно, у асинхронных индукционных двигателей. ЭДС покоя тогда равна нулю, и в обмотке индуктируется лишь чистая ЭДС движения. При зубчатом якоре проводники находятся в очень слабом магнитном поле (во впадине); ЭДС движения тогда чрезвычайно мала, и индуктируемая ЭДС представляет собой почти чистую ЭДС покоя. Но среднее значение E_{cp} индуктированной ЭДС согласно наших исследований при одной и той же амплитуде среднего потока витка должно быть у зубчатого якоря таким же как и гладкого. В книге автора „Якорные обмотки электрических машин“ [Л. 28, стр. 371] показано, что при очень узких отверстиях впадин форма кривой, а следовательно и эффективное значение ЭДС при зубчатом якоре являются совершенно такими же, как и



Фиг. 135 a. $\frac{N}{p} = 12.$

Фиг. 135 b. $\frac{N}{p} = 18.$

Напряжения на зажимах трехфазных синхронных машин с открытыми впадинами.

при гладком. Однако, при широких отверстиях впадин в обмотке якоря будут индуктироваться еще высшие гармоники ЭДС. При этом амплитуды гармоник порядка около $\frac{N}{p}$ (N — число впадин, p — число пар полюсов) выделяются особенно сильно (фиг. 135 a и b).

Форма кривой ЭДС вследствие этого значительно искажается, но эффективное значение ЭДС изменяется весьма мало. Чтобы уничтожить высшие гармонические в кривой ЭДС, вызываемые зубчатым строением якоря, существуют различные средства, подробно рассмотренные в книге „Якорные обмотки“. Таким средством, например, является скашивание боковых поверхностей впадин относительно краев полюсного наконечника. При применении таких средств ЭДС, индуктированная в обмотке, а также и форма ее кривой будут почти такими же, как и у гладкого якоря. При дальнейшем исследовании обмоточного коэфициента в следующем отделе мы ограничимся лишь случаем гладкого якоря.

Полученные результаты будут справедливы и для зубчатого якоря, если пренебречь высшими гармониками, имеющими место при зубчатых якорях, или считать, что эти высшие гармоники уничтожены с помощью специальных средств. Под кривой поля при зубчатом якоре при этом следует понимать кривую распределения нормальной составляющей индукции на гладкой (не зубчатой) поверхности, эквивалентной действительной зубчатой поверхности якоря (см. отдел G 2 c).

3. Обмоточный коэфициент катушек при гладком якоре.

Нормальная составляющая индукции на окружности якоря может быть задана любой периодической функцией $f(x)$ с периодом 2τ (двойное полюсное деление). Тогда по уравн. (36) для катушки шириной W (фиг. 136) имеем

$$e = -w \cdot v \cdot l_i \left[f\left(x + \frac{\tau + W}{2}\right) - f\left(x + \frac{\tau - W}{2}\right)\right] \tag{128}$$

разложим $f(x)$ в ряд Фурье:

$$f(x) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(B'_\nu \sin \nu \frac{x\pi}{\tau} + B''_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}\right), \tag{129}$$

где ν принимает последовательно значения всех целых чисел. Постоянный член, имеющийся, кроме того, в функции $f(x)$, мы можем исключить, так как при постоянной индукции (униполярный поток) в катушке, расположенной на поверхности якоря, не будет индуктироваться никакой ЭДС. Если подставить этот ряд в уравн. (128) и разложить круговые функции суммы и разности углов, то половина членов исчезнет, и из остальных каждые два будут равны друг другу.

Тогда мы получим:

$$e = 2wvl_i \sum_{\nu=1}^{\infty} \left\{\left[B'_\nu \sin \nu \frac{x\pi}{\tau} + B''_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}\right] \sin \nu \frac{\pi}{2} - \right.$$

$$\left. - \left[B'_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} - B''_\nu \sin \nu \frac{x\pi}{\tau}\right] \cos \nu \frac{\pi}{2}\right\} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2}. \tag{130}$$

Для всех ν, четных $\sin \nu \frac{\pi}{2} = 0$, для всех ν нечетных $\cos \nu \frac{\pi}{2} = 0$; поэтому уравн. (130) можно привести к виду

$$e = 2wvl_i \left\{ \sum_{\nu = \text{нечетное}} \left[B'_\nu \sin \nu \frac{x\pi}{\tau} + B''_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}\right] \sin \nu \frac{\pi}{2} \times \right.$$

$$\times \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} - \sum_{\nu = \text{четное}} \left[B'_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} - \right.$$

$$\left. \left. - B''_\nu \sin \nu \frac{x\pi}{\tau}\right] \cos \nu \frac{\pi}{2} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} \right\}. \tag{131}$$

Для диаметральной обмотки ($W = \tau$) при всех ν = четное число, $\sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} = 0$; следовательно, кривая ЭДС в диаметральной катушке содержит только гармоники нечетного порядка, даже если в кривой индукции на окружности якоря имеются гармоники четного порядка.

Почти всегда отрицательная полуволна относительно оси абсцисс является зеркальным изображением положительной (фиг. 137). В этом случае гармоники четного порядка отсутствуют.

Этим наиболее важным случаем мы и будем всегда ограничиваться, но в остальном мы можем принимать любое распределение поля, вообще говоря, также и несимметричное по отношению к середине полюса (фиг. 137), как это и наблюдается при нагрузке машины.

Уравн. (131) переходит тогда в уравнение

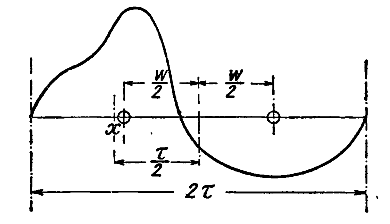
$$e = 2wvl_i \sum_{\nu = \text{нечетное}} \left[B'_\nu \sin\nu \frac{x\pi}{\tau} + \right.$$
$$\left. + B''_\nu \cos\nu \frac{x\pi}{\tau}\right] \sin\nu \frac{\pi}{2} \sin\nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2}. \qquad (132)$$

Амплитуды отдельных гармоник ЭДС, индуктированных в катушке якоря, мы получим, если соответствующие амплитуды кривой индукции умножим на коэфициент масштаба

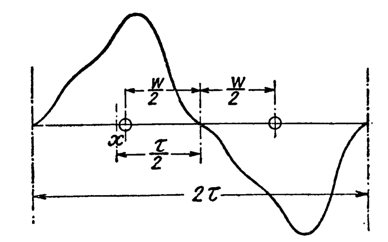
$$C_\nu = 2wvl_i\varsigma_\nu. \qquad (133)$$

Здесь

$$\varsigma_\nu = \sin\nu \frac{\pi}{2} \cdot \sin\nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} \qquad (134)$$



Фиг. 136. Пояснение к уравн. (128), (130) и (131).



Фиг. 137. Пояснение к уравн. (132).

является обмоточным коэфициентом катушки для ν-ой гармоники индукции. Отрицательные значения обмоточного коэфициента ς_ν означают, что соответствующие гармоники ЭДС имеют противоположный знак сравнительно с гармониками индукции.

Для диаметральной катушки

$$\varsigma_\nu = \sin^2\nu \frac{\pi}{2} = 1. \qquad (135)$$

Коэфициент масштаба при диаметральных катушках следовательно имеет одно и то же значение для всех гармоник, т. е. кривая индуктированной ЭДС имеет ту же форму, что и кривая индукции на окружности якоря.

Поэтому, заменяя в уравн. (117) коэфициент формы ξ_E ЭДС коэфициентом формы ξ_B кривой индукции, мы для ЭДС движения, индуктированной в диаметральной катушке при гладком якоре, получаем

$$\underline{E = 4\xi_B w f\Phi.} \qquad (136)$$

Здесь, если $f(0) = 0$,

$$\Phi = l_i \int_0^\tau f(x)\,dx \tag{136a}$$

является потоком индукции (потоком полюса), пронизывающим поверхность якоря. В синхронных машинах стремятся к возможно более синусоидальному распределению индукции вдоль окружности якоря. Тогда в уравн. (136) ξ_B будет равно 1,11.

При катушках, ширина которых отклоняется от величины полюсного деления или от величины нечетного кратного ему числа, кривые ЭДС и индукции не совпадают. Так как обмоточные коэфициенты уравн. (134) для высших гармоник большею частью меньше, чем для основной волны, то ЭДС хордовой обмотки приближается к синусоиде больше, чем кривая индукции. Ширину катушки можно выбрать так, чтобы определенная высшая гармоника в кривой ЭДС совершенно исчезла. Обмоточный коэфициент должен тогда равняться нулю. Это, согласно уравн. (134), будет тогда, когда

$$\sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} = 0 \tag{137a}$$

или

$$\nu \frac{W}{2\tau} = g, \tag{137b}$$

где g является целым числом.

Эффективное значение гармоники ЭДС ν-го порядка может быть найдено по уравн. (126)

$$E_\nu = 4{,}44 \varsigma_\nu w f_\nu \Phi_\nu. \tag{138}$$

Здесь

$$f_\nu = \nu f_1 = v f \tag{138a}$$

и

$$\Phi_\nu = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\tau}{\nu} l_i B_\nu, \tag{138b}$$

причем $B_\nu = \sqrt{B_\nu'^2 + B_\nu''^2}$ означает амплитуду ν-ой гармоники нормальной составляющей индукции на окружности якоря. Для уравн. (138) поэтому можно также написать:

$$E_\nu = 2\sqrt{2}\, \varsigma_\nu w f \tau l_i B_\nu. \tag{139}$$

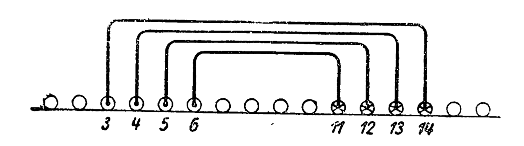
Так как эффективное значение индуктированной ЭДС определяется как среднее квадратичное значение (срав. уравн. 154), то в уравнениях для эффективного значения ЭДС обмоточный коэфициент всегда вводится с положительным значением.

4. Обмоточный коэфициент группы катушек и фазы обмотки.

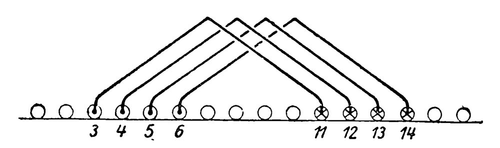
Обмотка электрической машины, вообще говоря, составляется из многих катушек, имеющих различную ширину и оси которых лежат в различных местах окружности якоря, так что ЭДС, индук-

тированные в отдельных катушках одной фазы обмотки, вообще говоря, являются различными как по фазе, так и по величине. Однако, при обыкновенных обмотках ЭДС отдельных катушек одной и той же фазы обмотки имеют или одинаковые фазы, или одинаковые величины [Л. 28, глава 44]. Это диктуется техническим выполнением обмотки, которое значительно упрощается, если несколько катушек одной и той же фазы обмотки, совмещенных в группу, имеют общую ось (сравн. фиг. 138a) или одинаковую ширину (сравн. фиг. 138b).

Можно строго доказать [Л. 28, стр. 355], что порядок последовательного соединения друг с другом проводников, лежащих подразличными полюсами, не оказывает никакого влияния на величину индуктированной ЭДС и обмоточный коэфициент уже определяется положением сторон катушек на окружности якоря, а в остальном он не зависит от того, имеют ли катушки равную (фиг. 138b) или различную (фиг. 138a) ширину.



Фиг. 138 a. Группа катушек с общей осью и различной шириной.



Фиг. 138 b. Группа катушек с одинаковой шириной и различными осями.

У группы катушек с числом S катушек, имеющих общую ось (на фиг. 138 a $S=4$), ЭДС одной и той же гармоники, индуктированные в отдельных катушках, имеют одну и ту же фазу; поэтому обмоточный коэфициент группы катушек, имеющих каждая одно и то же число витков, равен алгебраическому среднему значению обмоточных коэфициентов всех S катушек

$$\xi_\nu = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^{S} \varsigma_{\nu_n} = \frac{1}{S} \sin \nu \frac{\pi}{2} \sum_{n=1}^{S} \sin \nu \frac{W_n}{\tau} \frac{\pi}{2}, \tag{140}$$

где ς_{ν_n} — обмоточный коэфициент ν-го порядка n-ой катушки и W_n — ширина n-ой катушки.

У группы катушек с числом S катушек **одинаковой ширины** (фиг. 138b) ЭДС, индуктированные в отдельных катушках, имеют одинаковую величину, и если катушки расположены в соседних впадинах, то для ν-ой гармоники они сдвинуты друг относительно друга на фазовый угол

$$\alpha_\nu = \nu \frac{2\pi}{N} p. \tag{141}$$

Результирующая ЭДС равна тогда геометрической сумме отдельных ЭДС:

$$E_\nu^1 = 4{,}44 \varsigma_\nu w f_\nu \Phi_\nu. \tag{142}$$

Согласно фиг. 139 и уравн. (141)

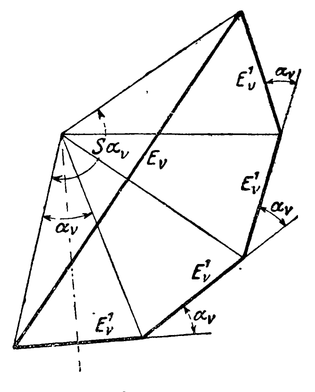
$$E_\nu = \frac{\sin \nu S \dfrac{\pi p}{N}}{S \sin \nu \dfrac{\pi p}{N}} \cdot E_\nu^1 . \tag{143}$$

Обмоточный коэфициент группы катушек будет тогда

$$\xi_\nu = \frac{\sin \nu S \dfrac{\pi p}{N}}{S \sin \nu \dfrac{\pi p}{N}} \cdot \varsigma_\nu, \tag{144}$$

где

$$\varsigma_\nu = \sin \nu \frac{\pi}{2} \cdot \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} . \tag{144a}$$



Фиг. 139. Пояснение к уравн. (143).

Обмоточные коэфициенты, рассчитанные по уравн. (140) и (144) при одном и том же положении сторон катушек, должны быть равны. Поэтому при расчете обмоточного коэфициента мы можем пользоваться несколько более удобным уравн. (144) и в том случае, если катушки одной группы имеют различную ширину, но посредством изменения соединений между сторонами катушек могут быть приведены к катушкам равной ширины, смещенным друг относительно друга на окружности якоря на одно зубцовое деление. Это условие выполняется в большинстве практических случаев.

У обмоток, рассмотренных в этой книге, ширина катушки будет тогда $W = \tau$ и $\varsigma_\nu = \sin \nu \frac{\pi}{2} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2} = 1$. При обыкновенной однослойной m-фазной обмотке обматываются все впадины. Тогда:

$$S = q = \frac{N}{2pm} \tag{145}$$

и уравн. (144) переходит в

$$\xi_\nu = \frac{\sin \nu \dfrac{90^\circ}{m}}{q \sin \dfrac{\nu}{q} \cdot \dfrac{90^\circ}{m}} . \tag{146}$$

Для однослойной однофазной обмотки с Q впадинами на полюсное деление, из которых заполняются обмоткой только q, $S = q$, и

$$\xi_\nu = \frac{\sin \nu q \dfrac{90^\circ}{Q}}{q \sin \nu \dfrac{90^\circ}{Q}} . \tag{147}$$

При обыкновенных однослойных обмотках, рассматриваемых в этой книге, во всех p катушечных группах, в которые мы можем объединить катушки одной фазы обмотки, будет индуктироваться одна и та же ЭДС как по величине, так и по фазе. Обмоточный коэфициент всей фазы обмотки имеет тогда такую же величину,

как и обмоточный коэфициент одной группы катушек с q — катушками. В таблицах 1 и 2 приведены обмоточные коэфициенты трехфазных ($m = 3$) (уравн. 146) и однофазных $\left(\frac{q}{Q} = \frac{2}{3}\right)$ однослойных обмоток для гармоник нечетного порядка до $\nu = 11$ и при различных значениях q.

Таблица 1.

Обмоточные коэфициенты трехфазных обмоток с целым числом впадин на полюс и фазу

q	$\nu =$ 1	3	5	7	9	11
1	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
2	0,966	0,707	0,259	— 0,259	— 0,707	— 0,966
3	0,960	0,667	0,217	— 0,178	— 0,333	— 0,178
4	0,958	0,653	0,204	— 0,157	— 0,271	— 0,126
6	0,956	0,642	0,197	— 0,145	— 0,236	— 0,102
10	0,955	0,639	0,193	— 0,139	— 0,220	— 0,092
20	0,955	0,637	0,191	— 0,137	— 0,214	— 0,088
∞	0,955	0,637	0,191	— 0,136	— 0,212	— 0,088

Таблица 2.

Обмоточные коэфициенты однофазных обмоток с целым числом впадин на полюс

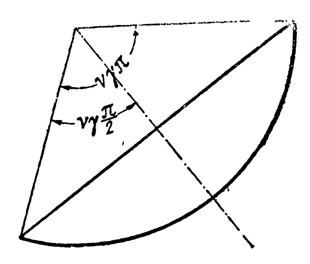
q	Q	$\nu =$ 1	3	5	7	9	11
2	3	0,866	0	0,866	0,866	0	0,866
4	6	0,836	0	0,224	0,224	0	0,836
6	9	0,831	0	0,188	0,154	0	0,154
8	12	0,829	0	0,178	0,136	0	0,109
10	15	0,828	0	0,173	0,129	0	0,095
20	30	0,827	0	0,167	0,121	0	0,079
∞	∞	0,827	0	0,096	0,068	0	0,043

При гладком якоре кривую индуктированной ЭДС можно найти по кривой индукции на окружности якоря. Амплитуды отдельных гармоник индуктированной ЭДС мы получим из соответствующих амплитуд индукции на окружности якоря, если последние умножим на коэфициент масштаба C_ν (уравн. 133); при этом в уравн. (133) вместо ς_ν следует подставлять обмоточный коэфициент ξ_ν фазы обмотки.

Форма кривой ЭДС всей фазы обмотки значительно ближе к синусоиде, чем кривая индукции на окружности якоря, так как обмоточный коэфициент высших гармоник обычно значительно меньше, чем обмоточный коэфициент основной волны (срав. таблицы 1 и 2).

Если рядом лежащие стороны катушек одной и той же фазы занимают $\frac{2}{n}$ — часть полюсного деления $\left(\text{ширина фазовой зоны } \frac{2\pi}{n}\right)$, то обмоточный коэфициент n-ой гармоники и ее кратных должен быть равен нулю. Двойное полюсное деление для основной волны соответствует фазовому углу 2π и для n-ой гармоники — фазовому углу $2\pi n$. Поэтому для n-ой гармоники и ее кратных все q катушечных сторон, лежащие рядом на $\frac{2}{n}$ части окружности якоря, сдвинуты друг относительно друга на фазовый угол $\frac{2\pi}{q}$ и дают результирующую ЭДС, равную нулю.

Вследствие этого в таблице 2 обмоточные коэфициенты однофазных обмоток ξ_3 и ξ_9 равны нулю. При трехфазно ответвленной или трехкратно разрезной обмотке постоянного тока (двухслойная обмотка) рядом лежащие катушечные стороны одной и той же фазы обмотки занимают $\frac{2}{3}$ полюсного деления, и поэтому здесь обмоточные коэфициенты третьей гармоники и ее кратных равны нулю.



Фиг. 140. Пояснение к уравн. (148).

Если катушечные стороны распределены на окружности гладкого якоря равномерно, или число впадин, заполненных катушечными сторонами, очень велико, и если, кроме того, катушечные стороны одной группы расположены на окружности якоря по дуге $\gamma\tau$, то обмоточный коэфициент всей фазы обмотки определяется как произведение из отношения хорды к дуге (фиг. 140) на обмоточный коэфициент ζ_ν одной катушки (уравн. 134)

$$\xi_\nu = \frac{\sin \nu\gamma \frac{\pi}{2}}{\nu\gamma \frac{\pi}{2}} \cdot \zeta_\nu. \tag{148}$$

К этому случаю достаточно близко подходят обмотки постоянного тока.

В распределительных сетях иногда некоторые гармоники при наличии особых обстоятельств могут служить причиной резонанса напряжений; эти гармоники возможно уничтожить полностью или частично, если обмотку рассчитать так, чтобы обмоточный коэфициент для этих гармоник был равен нулю или по крайней мере представлял собою очень небольшую величину.

5. ЭДС в сопряженных многофазных обмотках.

В многофазных обмотках обычно все начала или все концы соединяются звездой или конец одной фазы присоединяется к началу другой. В последнем случае при трехфазном токе получается включение треугольником, а при m-фазном токе — включение m-угольником.

При соединении звездой сопряженная (линейная) ЭДС равна разности ЭДС двух следующих друг за другом фаз. Сдвиг по фазе этих ЭДС для ν-ой гармоники равен:

$$\alpha = \nu \frac{2\pi}{m}, \tag{149}$$

где m — число фаз тока.

Тогда для этих ЭДС можно написать:

$$\left.\begin{aligned} e_{\mathrm{I}} &= \sqrt{2} \sum_{\nu} \left[E'_{\nu} \sin \nu \left(\frac{x\pi}{\tau} - \frac{\pi}{m} \right) + E''_{\nu} \cos \nu \left(\frac{x\pi}{\tau} - \frac{\pi}{m} \right) \right], \\ e_{\mathrm{II}} &= \sqrt{2} \sum_{\nu} \left[E'_{\nu} \sin \nu \left(\frac{x\pi}{\tau} + \frac{\pi}{m} \right) + E''_{\nu} \cos \nu \left(\frac{x\pi}{\tau} + \frac{\pi}{m} \right) \right], \end{aligned}\right\} \tag{150}$$

где $\sqrt{2}\, E'_{\nu}$ и $\sqrt{2}\, E''_{\nu}$ — обозначают обе составляющие амплитуды ЭДС ν-го порядка.

Написав разность этих ЭДС и раскрыв круговые функции суммы и разности углов, мы для сопряженной (линейной) ЭДС многофазной обмотки, включенной в звезду, получим:

$$e_{\mathrm{I}} - e_{\mathrm{II}} = \sqrt{2} \sum_{\nu} \left[-E'_{\nu} \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} + E''_{\nu} \sin \nu \frac{x\pi}{\tau} \right] 2 \sin \nu \frac{\pi}{m}. \tag{151}$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (150), мы видим, что сопряженная ЭДС по своей величине отличается от ЭДС в одной фазе только коэфициентом

$$\mu_{\nu} = 2 \sin \nu \frac{\pi}{m}, \tag{152}$$

так что для эффективного значения ν-ой гармоники ЭДС можно написать:

$$\underline{E_{(\mathrm{I}-\mathrm{II})\nu} = \mu_{\nu} E_{\mathrm{I}\nu}}. \tag{153}$$

При m-фазном токе для

$$\frac{\nu}{m} = \text{целое число},$$

$\mu_{\nu} = 0$. При трехфазном токе в сопряженной (линейной) ЭДС исчезают следовательно все гармоники, кратные трем, для остальных же гармоник $\mu_{\nu} = \sqrt{3}$.

При включении многоугольником концы каждой фазы обмотки подводятся к двум зажимам машины. Несмотря на это, все же не все гармоники ЭДС участвуют в создании напряжения на зажимах. ЭДС m-фазовых обмоток, включенных последовательно, сдвинуты по фазе на угол, определяемый уравн. (149).

Когда

$$\frac{\nu}{m} = \text{целое число},$$

то α равен 2π или кратному 2π. ЭДС этого порядка совпадают тогда по фазе и создают внутренний ток короткого замыкания. Во всех других случаях сумма отдельных ЭДС равна нулю.

ЭДС, создающие внутренние токи короткого замыкания, выравниваются внутри обмотки благодаря напряжению обхода, подобно тому как и внешние ЭДС двух последовательно включенных аккумуляторных батарей, и поэтому они не будут участвовать в создании напряжения на зажимах; участие же остальных ЭДС в образовании напряжения будет, напротив, полным.

Поэтому при многофазных обмотках, соединенных в звезду или в многоугольник, в напряжении на зажимах не имеют места гармоники, порядковое число ν которых делится на число фаз m.

При трехфазном токе это относится к гармоникам 3, 9, 15, 21 и т. д. порядка. Следовательно, форма кривой напряжения сопряженной многофазной обмотки, вообще говоря, приближается к синусоидальной форме в гораздо большей степени, чем ЭДС одной фазы обмотки.

6. Эффективное значение результирующей ЭДС.

Эффективное значение переменной ЭДС с периодом T выражается формулой

$$E = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T e^2 dt}, \tag{154}$$

где в общем случае

$$e = \sum_{\nu=1}^{\infty} \sqrt{2}\, E_\nu \sin\left(2\pi\nu \frac{t}{T} + \alpha_\nu\right). \tag{154a}$$

Если правую часть последнего уравнения возвести в квадрат, то отдельные члены получат вид

$$2 E_u E_v \sin\left(2\pi u \frac{t}{T} + \alpha_u\right) \sin\left(2\pi v \frac{t}{T} + \alpha_v\right),$$

причем как u, так и v последовательно принимают значения всех целых чисел.

Интегрирование, распространенное на период T для членов с $u = v = \nu$, дает TE_ν^2, а для остальных членов с $u \gtrless v$ дает нуль. Поэтому для эффективного значения ЭДС мы можем написать:

$$E = \sqrt{\sum_{\nu=1}^{\infty} E_\nu^2}. \tag{155}$$

Таким образом эффективное значение результирующей ЭДС равно корню квадратному из суммы квадратов эффективных значений отдельных гармоник, полученных при разложении суммарной кривой ЭДС. Обыкновенно отрицательная полуволна ЭДС относительно оси абсцисс (оси времени) является зеркальным изображением положительной полуволны; в силу этого остаются только гармоники нечетного порядка, и

$$\underline{E = \sqrt{E_1^2 + E_3^2 + E_5^2 + \ldots}}. \tag{156}$$

В большинстве случаев высшие гармоники не дают заметного изменения величины результирующей ЭДС, поэтому

$$E \cong E_1 = 4{,}44\, \xi_1\, wf\Phi_1. \tag{157}$$

Если, например, кроме основной волны, имеют место еще две высших гармоники с амплитудами по 0,1 и восемь высших гармоник с амплитудами по 0,05 от амплитуды основной волны, то

$$E = E_1 \sqrt{1 + 2 \cdot 0{,}1^2 + 8 \cdot 0{,}05^2} = 1{,}02\, E_1.$$

Следовательно, если при расчете эффективной ЭДС пренебречь десятью высшими гармониками с амплитудами у двух по 10% и у восьми по 5% от амплитуды основной волны, то ошибка, совершаемая при этом, составляет всего 2%.

Уравн. (156), согласно уравн. (126), можно также выразить в форме

$$E = 4{,}44\, w \sqrt{(\xi_1 f_1 \Phi_1)^2 + (\xi_3 f_3 \Phi_3)^2 + \ldots} \tag{158a}$$

или, принимая во внимание уравн. (138 a и b)

$$E = 4{,}44\, w\Phi_1 f\xi_1 \sqrt{1 + \left(\frac{\xi_3 B_3}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \left(\frac{\xi_5 B_5}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \ldots} \tag{158b}$$

Тогда, согласно уравн. (124) и (158b), имеем

$$\xi_E \xi = 1{,}11 \xi_1 \frac{\Phi_1}{\Phi} \sqrt{1 + \left(\frac{\xi_3 B_3}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \left(\frac{\xi_5 B_5}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \ldots} \tag{158}$$

Обыкновенно:

$$\frac{\Phi_1}{\Phi} \sqrt{1 + \left(\frac{\xi_3 B_3}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \left(\frac{\xi_5 B_5}{\xi_1 B_1}\right)^2 + \ldots} \cong 1.$$

И мы можем положить:

$$\underline{E = 4{,}44\, \xi_1 wf\Phi.} \tag{159}$$

7. Обмотки постоянного тока.

ЭДС, индуктированная в обмотке якоря постоянного тока, вследствие того, что числа впадин и коллекторных пластин имеют конечные значения, пульсирует в узких пределах. Эти числа, однако, выбираются обычно настолько большими, что колебания ЭДС становятся незначительными, и мы с большой степенью точности можем считать полученную ЭДС постоянной. Для определения среднего значения ЭДС, индуктированной в обмотке якоря постоянного тока, предположим, что якорь не имеет зубцов и что число последовательно включенных в одну ветвь обмотки витков, отнесенных к элементу dx окружности якоря, будет тогда $\frac{w}{2p\tau}\,dx$, и индуктированная ЭДС при бесконечно узких щетках (см. фиг. 141) будет равна

$$e = E = \frac{wvl_i}{\tau} \int\limits_{x=0}^{\tau} \left[f\left(x + \alpha + \frac{\tau}{2} - \frac{W}{2}\right) - f\left(x + \alpha + \frac{\tau}{2} + \frac{W}{2}\right)\right] dx. \tag{160}$$

На фиг. 141 интеграл первого члена изображен площадью, заштрихованной вертикально, а интеграл второго члена — площадью, заштрихованной горизонтально. Обе площади отчасти перекрывают друг друга (двойная штриховка). При образовании разности эта часть выпадает и так как из остающихся площадей величина заштрихованной горизонтально площади равна отрицательному значению вертикально заштрихованной площади, то интеграл в уравн. (160) равен удвоенной величине вертикально заштрихованной площади между сторонами катушки, лежащими под щеткой (фиг. 141). Произведение этой площади на длину якоря дает поток витка, сцепленный с катушкой якоря, расположенной под щеткой Следовательно,

$$E = \frac{2\,w \cdot v}{\tau}\,\Phi_W \tag{161}$$

или при $v = n2p\tau$

$$E = 4\,npw\Phi_W. \tag{162}$$

Как и следовало ожидать, мы получили то же самое выражение, которое мы нашли раньше (уравн. 115c) для среднего значения ЭДС, индуктированной в обмотке. Это выражение справедливо также и для случая, когда щетки сдвигаются из нейтральной зоны, но при этом необходимо отметить, что Φ_W выражает поток, сцепленный с катушкой, лежащей под серединой щетки. Заменяя в уравн. (162) число последовательно соединенных витков числом z проводников якоря и числом $2a$ параллельных ветвей, мы найдем:

$$w = \frac{z}{4a} \tag{163a}$$

и

$$E = z\frac{p}{a}\,n\Phi_W \tag{163}$$

или также

$$E = z\frac{p}{a}\,\frac{\omega'}{2\pi}\,\Phi_W, \tag{163'}$$

Фиг. 141. Пояснение к уравн. (160).

где $\omega' = 2\pi n$ угловая скорость. Для диаметральных обмоток при щетках, расположенных на нейтральной зоне, $\Phi_W = \Phi$.

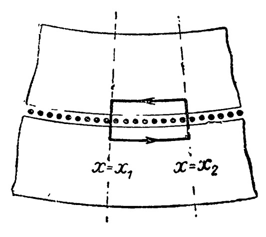
По уравн. (160) можно определить ЭДС движения в том случае, когда щетки различной полярности смещаются друг относительно друга, как это иногда делается у репульсионных двигателей для регулирования скорости вращения. Пределы интегрирования в уравн. (160) должны тогда, конечно, соответствовать положениям щеток, между которыми расположена ветвь обмотки.

D. Кривая поля возбуждения.

1. Понятие о кривой поля возбуждения.

Когда обмотка якоря обтекается током, то линейная нагрузка возбуждает поле, нормальная составляющая которого на поверхности якоря зависит от величины воздушного зазора между обеими

частями машины и от магнитного состояния железа. Чтобы эти влияния, проявляющиеся, вообще говоря, различным образом, отделить, рекомендуется рассматривать не напряженность поля, а магнитное напряжение в воздушном зазоре и всеми магнитными напряжениями в железе пренебречь. Магнитным напряжением мы называем линейный интеграл магнитной напряженности по прямолинейному пути от некоторой точки окружности якоря до противоположно-лежащей точки на поверхности железа другой части машины. Если обозначить через h среднее значение радиальной составляющей напряженности магнитного поля и через δ ширину воздушного зазора, то магнитное напряжение равно $h\delta$. Положение рассматриваемой точки на окружности якоря мы определяем отрезком дуги x от некоторой произвольной начальной точки. Тогда кривою поля возбуждения или просто кривою возбуждения мы будем называть кривую, представляющую распределение магнитного напряжения в функции расстояния x и эту функцию мы будем выражать как $f(x)$. Среднее значение b индукции вдоль воздушного зазора тогда равняется:



Фиг. 142. Пояснение к уравн. (165а) и (166а).

$$b = \Pi_0 h = \frac{\Pi_0}{\delta} f(x). \tag{164}$$

Рассмотрим четырехугольник (фиг. 142), состоящий из двух радиальных отрезков, проходящих через воздушный зазор в точках $x = x_1$ и $x = x_2$, и из элементов дуг окружностей в статоре и роторе. Так как линейные интегралы вдоль обоих элементов дуг окружностей мы принимаем равными нулю, то магнитное напряжение обхода вдоль этого замкнутого контура выразится разностью магнитных напряжений в воздушном зазоре и в точках $x = x_2$ и $x = x_1$.

$$\oint h dl = f(x_2) - f(x_1). \tag{165a}$$

Электрический полный ток между этими обеими точками:

$$\vartheta = \int_{x_1}^{x_2} a dx, \tag{165b}$$

где a — обозначает линейную нагрузку и берется положительной, если эта нагрузка и путь (в направлении увеличения x) в якоре (на фиг. 142 во внешней части) образуют систему винта с правой нарезкой.

Тогда по закону полного тока мы имеем

$$f(x_2) - f(x_1) = \int_{x_1}^{x_2} a dx, \tag{166a}$$

т. е.: полный ток равен разности магнитных напряжений на концах рассматриваемой части воз-

душного зазора. Диференцируя уравн. (166а) по x_2 или x_1, причем, помня, что

$$\frac{d}{db}\int_a^b \varphi(x)\cdot dx = \varphi(b), \quad \frac{d}{da}\int_a^b \varphi(x)\,dx = -\varphi(a)$$

(здесь $\varphi(x) = a$) и подставляя вместо x_1 или x_2 просто x, получим

$$\frac{df(x)}{dx} = a, \tag{166b}$$

т. е. **кривая распределения линейной нагрузки является диференциальной для кривой поля возбуждения.** Две кривые поля возбуждения f_1 и f_2, соответствующие одной и той же линейной нагрузке, могут различаться только на величину, не зависящую от x. Сдвигая эти кривые в вертикальном направлении, можно их всегда привести к совпадению. Другими словами: **каждое магнитное напряжение $f(x)$, имеющее место при линейной нагрузке a, является неопределенным интегралом линейной нагрузки:**

$$f(x) = \int a\,dx + C. \tag{166c}$$

Линейная нагрузка определяет собой следовательно не самое магнитное поле, а его местное изменение; напротив, для данного магнитного поля линейная нагрузка является совершенно определенной величиной. Для определения магнитного поля при заданной линейной нагрузке необходимо учесть еще ряд других обстоятельств.

Линейная нагрузка a обыкновенно является не только периодической функцией от x с периодом 2τ (τ — полюсное деление), но ее среднее значение за период равно, кроме того, нулю:

$$\int_x^{x+2\tau} a\,dx = 0 \quad \text{или} \quad f(x+2\tau) = f(x). \tag{167}$$

Отсюда следует, что и магнитное напряжение является периодической функцией от x с периодом 2τ.

Два магнитных поля, создаваемые одной и тою же линейной нагрузкой a, могут давать различные униполярные потоки [Л 28, стр. 279]. Униполярный поток равен нулю, когда поток индукции, входящий в поверхность якоря на протяжении двойного полюсного деления, равен выходящему потоку

$$l_i\int_x^{x+2\tau} b\,dx = \Pi_0 l_i \int_x^{x+2\tau} \frac{f(x)}{\delta}\,dx = 0. \tag{168a}$$

Если ширина воздушного зазора δ имеет везде постоянную величину, то для определения постоянной интегрирования C в уравн. (166с) имеем:

$$\int_x^{x+2\tau} f(x)\,dx = 0, \tag{168b}$$

т. е. постоянная интегрирования C определяется так, чтобы площади, образуемые положительными и отрицательными частями кривой поля возбуждения и осью абсцисс, были одинаковые по величине. Этим случаем мы в дальнейшем и ограничимся при изучении свойств кривой поля возбуждения.

Если ширина воздушного зазора вдоль окружности якоря изменяется, то уравн. (168a) с постоянной интегрирования, определяемой по уравн. (168b), вообще говоря, не применимо. При переменном воздушном зазоре последний, однако, во всех практических случаях является периодической функцией с периодом τ:

$$\delta(x) = \delta(x + \tau). \tag{169a}$$

Обыкновенно также положительная полуволна кривой $f(x)$, определяемая сообразно с уравн. (168b), является зеркальным изображением относительно оси абсцисс с отрицательной полуволной

$$f(x) = -f(x + \tau). \tag{169b}$$

Тогда:

$$\frac{f(x+\tau)}{\delta(x+\tau)} = -\frac{f(x)}{\delta(x)}. \tag{169c}$$

Поэтому в этом практически наиболее важном случае условие (168a) для исчезновения униполярного потока выполняется, если

$$\int_{x}^{x+2\tau} f(x)\,dx = 0.$$

Нежелательные униполярные потоки должны быть всегда по возможности уничтожены, или путем подходящего выбора обмотки, или путем соответствующего устройства магнитной системы машины. Определение этих потоков едва ли может быть выполнено с достаточной надежностью.

В случае, если обмотка заложена во впадины зубчатого якоря, то все процессы происходят практически так же, как если бы стороны катушек лежали на поверхности якоря в серединах отверстий (прорезов) впадин. Поэтому при определении кривой поля зубчатого якоря мы должны представить себе, что бесконечно узкие стороны катушек расположены в тех местах окружности гладкого якоря, в которых при зубчатом якоре находятся середины прорезов впадин.

Линейная нагрузка тогда только в отдельных точках окружности якоря отличается от нуля и имеет бесконечно большое значение, и притом так, что полный ток

$$\vartheta = \lim_{\varepsilon \to 0} \int_{x}^{x+\varepsilon} a\,dx \tag{170}$$

в этих точках остается конечной величиной и равняется полному току впадины. Кривая поля не будет тогда непрерывной; мы получим ступенчатообразную кривую с уступами, равными полному току ϑ впадины.

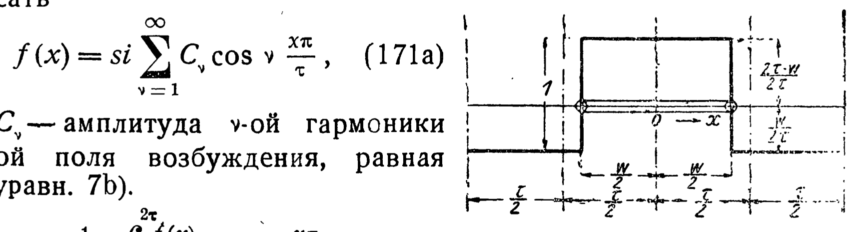
2. Кривая поля возбуждения катушки; стоячая и бегущая волна (пульсирующее и вращающееся поле).

На фиг. 143 показана кривая поля $f(x)$ простой хордовой катушки с шириной W при полном токе одной катушечной стороны $si = 1$. Ось абсцисс расположена так, что положительные и отрицательные площади кривой одинаковы по величине. Кривая несимметрична относительно оси абсцисс, поэтому в ряде Фурье, представляющем кривую поля как функцию окружности якоря, появляются также высшие гармоники четного порядка. Члены, содержащие синусы, здесь равны нулю, если ось ординат совместить с серединой катушки (серединой полюса) (фиг. 143). При полном токе si в катушечной стороне мы можем, следовательно, написать

$$f(x) = si \sum_{\nu=1}^{\infty} C_\nu \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}, \qquad (171a)$$

где C_ν — амплитуда ν-ой гармоники кривой поля возбуждения, равная (см. уравн. 7b).

$$C_\nu = \frac{1}{\tau} \int_0^{2\tau} \frac{f(x)}{si} \cdot \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} dx.$$



Фиг. 143. Кривая поля возбуждения хордовой катушки.

Произведя интегрирование и приняв во внимание, что для

$$x = 0 \text{ до } \frac{W}{2}, \quad \frac{W}{2} \text{ до } 2\tau - \frac{W}{2}, \quad 2\tau - \frac{W}{2} \text{ до } 2\tau$$

$$\frac{f(x)}{si} = \frac{2\tau - W}{2\tau}, \qquad -\frac{W}{2\tau}, \qquad \frac{2\tau - W}{2\tau}$$

найдем:

$$C_\nu = \frac{2}{\nu\pi} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2}, \qquad (171b)$$

и тогда для кривой поля возбуждения простой катушки, при ширине W и полном токе si можно написать:

$$f(x) = \frac{2}{\pi} si \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\varsigma_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}, \qquad (171)$$

где величина

$$\varsigma_\nu = \sin \nu \frac{\pi}{2} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2}$$

представляет собой обмоточный коэфициент простой катушки (сравн. уравн. 134). Для диаметральной катушки $W = \tau$; тогда коэфициент

$$\frac{\varsigma_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} = \sin \nu \frac{\pi}{2};$$

в уравнении (171) для четных чисел ν будет равен нулю, а для нечетных ± 1, причем гармоники 1, 5, 9 и т. д. имеют положительные знаки, а гармоники 3, 7, 11 и т. д. отрицательные. Кривая поля возбуждения диаметральной обмотки содержит, следовательно, только гармоники нечетного порядка.

Если питать катушку переменным током, изменяющимся синусоидально, причем полный ток катушечной стороны составляет

$$si = s\sqrt{2}I \sin \omega t, \tag{172a}$$

то кривая поля возбуждения будет периодически изменяться еще и во времени; при этом получится стоячая (пульсирующая) волна

$$f(x) = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} sI \sin \omega t \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\varsigma_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} \cdot \tag{172}$$

Внесем $\sin \omega t$ под знак суммы и примем во внимание, что

$$\sin \omega t \cos \nu \frac{x\pi}{\tau} = \frac{1}{2}\left[\sin\left(\omega t - \nu \frac{x\pi}{\tau}\right) + \sin\left(\omega t + \nu \frac{x\pi}{\tau}\right)\right]. \tag{173a}$$

Тогда уравн. (171) переходит в уравнение

$$f(x) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} sI \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \frac{\varsigma_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \left[\sin\left(\omega t - \nu \frac{x\pi}{\tau}\right) + \sin\left(\omega t + \nu \frac{x\pi}{\tau}\right)\right]. \tag{173}$$

Посредством преобразования уравн. (173a) стоячую (пульсирующую) волну $\sin \omega t \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}$ мы заменим двумя бегущими волнами:

$$\frac{1}{2}\sin\left(\omega t - \nu \frac{x\pi}{\tau}\right)$$

и

$$\frac{1}{2}\sin\left(\omega t + \nu \frac{x\pi}{\tau}\right)$$

с половинными амплитудами постоянной величины.

Функция (в данном случае круговая) разности двух величин, пропорциональных времени (t) и месту (x), представляет собой поступательно движущуюся или вращающуюся в положительном направлении с постоянной скоростью волну, а другая функция — функция суммы тех же величин — представляет собою такую же волну, но перемещающуюся в отрицательном направлении (фиг. 144). Скорость волны можно определить точно так же как и в отделе IC 7; для этого нужно принять некоторое определенное значение волны и исследовать движение этого значения. Тогда

$$\omega t \mp \nu \frac{x\pi}{\tau} = \text{const},$$

$$\omega dt \mp \nu \frac{\pi}{\tau}\, dx = 0$$

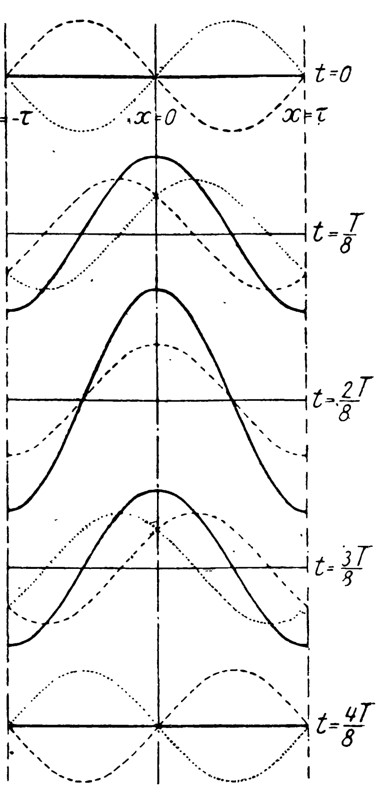
и

$$v_\nu = \pm \frac{dx}{dt} = \pm \frac{\omega\tau}{\nu\pi} = \pm \frac{1}{\nu} \frac{2\tau}{T}$$

или

$$v_\nu = \pm \frac{v_1}{\nu}. \tag{174}$$

Если для произвольного момента времени бегущую волну разложить на гармоники, то величина скорости каждой гармоники обратно пропорциональна ее порядку ν. Положительная основная волна, как мы уже видели в отделе 1С 7, у синхронных машин имеет ту же скорость относительно обмотки якоря, что и индуктор, откуда следует, что эта волна относительно индуктора расположена неподвижно; отрицательная волна перемещается относительно индуктора с удвоенной синхронной скоростью.



Фиг. 144. Разложение стоячей (пульсирующей) волны на две бегущие в противоположных направлениях волны с половинными амплитудами.

Разложением стоячей волны (пульсирующего поля) на две вращающиеся в противоположных направлениях (вращающиеся поля) часто пользуются в теории однофазных машин. При пульсирующем поле волна имеет в разных точках окружности якоря различные амплитуды, но одинаковые фазы, при вращающемся поле — одинаковые амплитуды, но различные фазы.

3. Кривая поля возбуждения при постоянном токе и однофазном токе.

Кривую поля всей обмотки можно получить наложением кривых всех отдельных катушек. Величину 2τ следует тогда полагать равной части окружности якоря, соответствующей одному периоду распределения тока на окружности якоря; при якорных обмотках постоянного тока и при обмотках переменного тока с целым числом впадин на полюс и фазу величина этого периода равна тогда двойному полюсному делению. Линейная нагрузка по окружности якоря не зависит от последовательности, в которой катушечные стороны обтекаются током, поскольку при этом направление тока в отдельных катушечных сторонах сохраняется неизменным. Поэтому катушки каждой группы, принадлежащей к одной и той же фазе обмотки и расположенной на протяжении двойного полюсного деления, мы можем считать, так же как и при расчете ЭДС в

отделе IIC 4, или имеющими общую ось, но различную ширину, или имеющими одинаковую ширину, но со сдвинутыми осями. В последнем случае кривые поля возбуждения отдельных катушек имеют одну и ту же форму, но сдвинуты друг относительно друга по окружности якоря на тот же фазовый угол, как и ЭДС, индуктированные в отдельных катушках этой обмотки. Результирующую кривую поля возбуждения можно получить, умножая уравнения кривой поля возбуждения катушки на число катушечных сторон, расположенных на протяжении одного полюсного деления, и вводя вместо обмоточного коэфициента ς_ν катушки — обмоточный коэфициент ξ_ν всей обмотки или одной фазы.

У якорных обмоток постоянного тока число катушечных сторон, расположенных на протяжении одного полюсного деления равно отношению удвоенного числа коллекторных пластин ($2k$) к числу полюсов ($2p$). Обозначив через $z = 2sk$ полное число проводников якоря, через $2a$ — число параллельных ветвей обмотки и приняв во внимание, что мгновенное значение i в уравн. (171) здесь всегда равно эффективному значению $\frac{I}{2a}$, мы для кривой поля якорной обмотки постоянного тока, питаемой постоянным током, получим

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \frac{z}{2pa} I \sum_{1}^{\infty} \frac{1}{\nu} \frac{\xi_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \cos \nu \frac{x\pi}{\tau}, \tag{175}$$

где обмоточный коэфициент ξ_ν определяется из уравнения (148).

Если, как это имеет место почти во всех практических случаях, отрицательная волна линейной нагрузки относительно оси абсцисс является зеркальным изображением положительной, то суммирование нужно распространить только на нечетные ν.

В случае обмоток переменного тока с целым числом впадин на полюс и фазу допустим, что лобовые соединения катушечных сторон располагаются так, что все катушки имеют одинаковую ширину. Тогда для кривой поля одной фазы однослойной или двухслойной обмотки переменного тока с целым числом впадин на полюс и фазу, питаемой синусоидальным током, мы, согласно уравнения (173), получим:

$$f(x) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} sS \frac{I}{c} \sum_{\nu} \frac{1}{\nu} \frac{\xi_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \left[\sin\left(\omega t - \nu \frac{x\pi}{\tau}\right) + \right.$$
$$\left. + \sin\left(\omega t + \nu \frac{x\pi}{\tau}\right) \right]. \tag{176}$$

Здесь: s — число витков одной катушки, S — число расположенных рядом, обтекаемых током одного направления катушечных сторон одной фазы (ширина фазовой зоны в зубцовых делениях), c — число параллельных ветвей обмотки и ξ_ν — обмоточный коэфициент, определяемый по уравн. (144).

При однослойных обмотках с целым числом впадин на полюс и фазу $S = q$.

Катушечные стороны здесь можно соединить между собой всегда так, что ширина катушек будет равна полюсному делению. Поэтому кривая поля одной фазы обмотки содержит в этом случае волны нечетного порядка, и суммирование в уравн. (176) нужно распространить только на нечетные ν. Обозначив число последовательно соединенных витков одной фазы обмотки через

$$w = \frac{sqp}{c}, \tag{177a}$$

мы для кривой поля одной фазы такой обмотки получим уравнение

$$f(x) = \frac{\sqrt{2}}{\pi}\frac{w}{p} \cdot I \sum_{\nu = \text{нечетное}} \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\xi_\nu}{\sin \nu \frac{\pi}{2}} \left[\sin\left(\omega t - \nu\frac{x\pi}{\tau}\right) + \right.$$
$$\left. + \sin\left(\omega t + \nu\frac{x\pi}{\tau}\right)\right]. \tag{177}$$

Уравнение (177) справедливо также и для таких **двухслойных обмоток с целым числом впадин на полюс и фазу**, у которых токи в нижнем и верхнем слоях каждой впадины имеют одинаковую фазу и принадлежат к одной и той же фазной обмотке (ср. фиг. 131).

4. Кривая поля возбуждения многофазных обмоток.

При m-фазных обмотках с целым числом впадин на полюс и фазу m фаз смещены по окружности якоря на дугу $\frac{2\pi}{m}$, т. е. на угол $\frac{2\pi}{m}$ основной волны кривой поля и питаются токами, сдвинутыми по фазе друг относительно друга на угол $\frac{2\pi}{m}$. Предположим, что фазы обмотки пронумерованы последовательно в отрицательном направлении, и представим себе, что обмотка питается так, что последовательность фаз токов совпадает с последовательностью нумерации фаз обмотки. Написав тогда для кривой поля первой из m фаз обмотки уравн. (176), мы получим кривую поля $(n+1)$-ой фазы обмотки из того же уравн. (176), если стоящее в прямоугольных скобках выражение заменить следующим

$$\left[\quad\right] = \left[\sin\left(\left(\omega t - \frac{n}{m}2\pi\right) - \nu\left(\frac{x\pi}{\tau} - \frac{n}{m}2\pi\right)\right) + \right.$$
$$\left. + \sin\left(\left(\omega t - \frac{n}{m}2\pi\right) + \nu\left(\frac{x\pi}{\tau} - \frac{n}{m}2\pi\right)\right)\right] =$$
$$= \left[\sin\left(\left(\omega t - \nu\frac{x\pi}{\tau}\right) + (\nu - 1)\frac{n}{m}2\pi\right) + \right.$$
$$\left. + \sin\left(\left(\omega t + \nu\frac{x\pi}{\tau}\right) - (\nu + 1)\frac{n}{m}2\pi\right)\right]. \tag{178a}$$

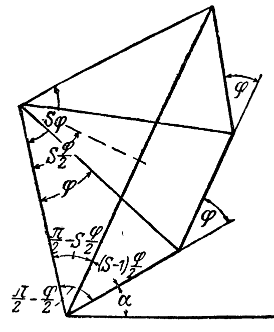
Здесь первый член снова представляет волну, перемещающуюся в положительном направлении, а второй член волну, перемещающуюся в отрицательном направлении.

Результирующую кривую поля всех m фаз обмотки мы точно также можем получить из уравн. (176), если выражение в прямоугольных скобках заменим суммами:

$$\left[\quad\right] = \left[\sum_{n=0}^{m-1} \sin\left(\omega t - \nu\frac{x\pi}{\tau} + (\nu-1)\frac{n}{m}2\pi\right) + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=0}^{m-1} \sin\left(\omega t + \nu\frac{x\pi}{\tau} - (\nu+1)\frac{n}{m}2\pi\right)\right]. \qquad (178b)$$

Согласно фиг. 145 (сравн. также фиг. 140) имеем:



Фиг. 145. Пояснение к уравн. (178).

$$\sum_{\lambda=0}^{S-1} \frac{\sin}{\cos}(\alpha+\lambda\varphi) =$$

$$= \frac{\sin S\frac{\varphi}{2}}{\sin\frac{\varphi}{2}} \frac{\sin}{\cos}\left[\alpha + (S-1)\frac{\varphi}{2}\right]. \qquad (178)$$

Подставляя:

$$\lambda = n, \; S = m, \; \alpha = \omega t \mp \nu\frac{x\pi}{\tau},$$

$$\varphi = \pm(\nu \mp 1)\frac{2\pi}{m},$$

можно уравн. (178b) переписать в виде

$$\left[\quad\right] = \left[\frac{\sin(\nu-1)\pi}{\sin\frac{(\nu-1)\pi}{m}} \sin\left(\omega t - \nu\frac{x\pi}{\tau} + \frac{\nu-1}{m}(m-1)\pi\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\sin(\nu+1)\pi}{\sin\frac{(\nu+1)\pi}{m}} \sin\left(\omega t + \nu\frac{x\pi}{\tau} - \frac{\nu+1}{m}(m-1)\pi\right)\right] \qquad (178c)$$

Первый член представляет собой все волны, вращающиеся в положительном направлении, второй — все волны, вращающиеся в отрицательном направлении. Так как $\nu \mp 1$ является всегда целым числом или равно нулю, то $\sin(\nu \mp 1)\pi = 0$ и в результирующей кривой поля m-фазной обмотки с целым числом впадин на полюс и фазу исчезнут все волны с порядком ν, удовлетворяющим уравнению:

$$\frac{\nu \mp 1}{m} = \text{дробному числу}. \qquad (179)$$

С другой стороны m — отдельных волн одного и того же порядка в уравн. (178b), вращающихся в положительном направлении, будут иметь одинаковую фазу, когда их порядок ν удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\nu - 1}{m} = \text{нулю или целому числу}. \qquad (179a)$$

То же самое справедливо и для отдельных волн, вращающихся в отрицательном направлении, порядок ν которых удовлетворяет условию:

$$\frac{\nu+1}{m} = \text{целому числу.} \tag{179b}$$

Тогда (сравн. уравн. 178с)

$$\frac{\sin(\nu \mp 1)\pi}{\sin\frac{(\nu \mp 1)\pi}{m}} = m \tag{179c}$$

и окончательное уравнение для кривой поля m-фазной однослойной или двухслойной обмотки с целым числом впадин на полюс и фазу будет иметь вид:

$$f(x) = \frac{m\sqrt{2}}{\pi} sS\frac{I}{c}\sum_{\nu}\frac{1}{\nu}\frac{\xi_\nu}{\sin\nu\frac{\pi}{2}}\left[\sin\left(\omega t - \nu\frac{x\pi}{\tau} + \frac{\nu-1}{m}(m-1)\pi\right) + \right.$$
$$\left. + \sin\left(\omega t + \nu\frac{x\pi}{\tau} - \frac{\nu+1}{m}(m-1)\pi\right)\right]. \tag{180}$$

Здесь первый член в прямоугольных скобках является суммой гармоник только с порядком ν, удовлетворяющих уравнению (179a), второй член относится к гармоникам с порядком, удовлетворяющим уравнению (179b).

У многофазных обмоток m всегда больше 2; поэтому при этих обмотках условиям (179a и b) удовлетворяют только или положительные или отрицательные бегущие волны. При многофазных обмотках, в противоположность однофазным, мы имеем, следовательно, для каждого порядка ν всегда только одну волну. Из уравн. (179a и b) следует, что основная волна движется в положительном направлении; часть высших гармоник перемещается в положительном направлении, другая часть — в отрицательном.

Для однослойной трехфазной обмотки ($S = q$) согласно уравн. (177a) и (180):

$$f(x) = \frac{3\sqrt{2}}{\pi}\frac{w}{p}I\left[\xi_1\sin\left(\omega t - \frac{x\pi}{\tau}\right) + \frac{1}{5}\xi_5\sin\left(\omega t + 5\frac{x\pi}{\tau}\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{7}\xi_7\sin\left(\omega t - 7\frac{x\pi}{\tau}\right) - \frac{1}{11}\xi_{11}\sin\left(\omega t + 11\frac{x\pi}{\tau} + \ldots\right)\right], \tag{181}$$

где w — число последовательно соединенных витков одной фазы обмотки (уравн. 177a).

Волны 1, 7, 13 и т. д. порядка движутся в положительном направлении, волны 5, 11, 17 и т. д. порядка — в отрицательном направлении.

Если последовательность нумерации фаз обмоток или последовательность токов, питающих обмотки, переменить, то в уравн. (178a до с) и (179a и b) вместо $\nu+1$ нужно подставить $\nu-1$ и наоборот. Вследствие этого изменяется и направление перемещения отдельных волн. Кроме того, в аргументе синусоидальных функций необходимо изменить знаки, связывающие величину положения x

с величиной времени t. Практически изменение направления вращения поля при трехфазных сопряженных обмотках достигается переменой местами двух токоподводящих проводников.

Графическое изображение кривой поля рассмотрено в нашей книге „Обмотки якорей машин переменного и постоянного токов".

E. Вращающий момент и удельное окружное усилие.

1. Вращающий момент.

Для получения уравнения, связывающего вращающий момент электрической машины с электрическими и магнитными величинами, целесообразнее всего исходить из принципа сохранения энергии. При этом мы найдем вращающий момент, как для гладкого якоря, так и для зубчатого, и нам не потребуется подробнее входить в проблему возникновения вращающего момента у зубчатого якоря, приводящую к фиктивным напряжениям Фарадея-Максвелла [Л 33 и 33a]. Если взять при этом общий случай m-фазной машины переменного тока, то мы получим формулу вращающего момента, применимую ко всем электрическим машинам. Для того, чтобы уравнения были более наглядными, предположим, что m-фазные обмотки машины нагружены совершенно одинаково, т. е. что ЭДС, а также и токи в различных фазах обмотки равны по величине, и фазовые углы между ЭДС и токами во всех фазах обмотки одинаковы.

У генератора механическая мощность:

$$P = \omega' M = 2\pi n M, \tag{182}$$

где ω' — угловая скорость, n — число оборотов и M — вращающий момент, непосредственно превращается в электрическую мощность

$$P = mEI \cos(E, I), \tag{183}$$

где E — ЭДС, индуктируемая при нагрузке в одной фазе обмотки, и I — фазовый ток. У двигателей преобразование мощности происходит в обратном направлении. Однако в обоих случаях механическая мощность уравнения (182) должна быть равной электрической мощности уравнения (183), если при этом исключить у генератора часть механической мощности, превращаемой не в электрическую мощность, а непосредственно в тепловые потери на трение, а у двигателя прибавить потери на трение и потери в железе, покрываемые за счет механической мощности. У генератора после преобразования механической мощности часть электрической мощности переходит в джоулевы потери в железе. У двигателя эти потери можно исключить, если вместо напряжения на зажимах ввести индуктированную ЭДС.

Вращающий момент определяется из уравн. (182) и (183) формулой:

$$M = \frac{mEI\cos(E,I)}{\omega'} = \frac{m \cdot E \cdot I \cos(E,I)}{2\pi n}. \tag{184a}$$

Его величина получается в J, если выразить E в V, I в A, ω' в $\sec^{-1}$ и n в об/сек. Если выразить n в об/мин, то для определения M в kgm мы получим формулу:

$$M = \frac{30}{9{,}81\pi n}\, mEI \cos(E, I) = 0{,}974\, \frac{mEI \cos(E, I)}{n} \text{ kgm}. \qquad (184b)$$

Необходимо еще раз отметить, что здесь E выражает собой ЭДС, индуктированную при н а г р у з к е в обмотке якоря. В машинах постоянного тока эта ЭДС будет обозначаться через E'' (см. отделы III A 4 и D).

Согласно уравн. (124) и (115') для всех машин

$$E = 4\xi_E w n p \xi \Phi, \qquad (185a)$$

где, в случае машин переменного тока, ξ — обмоточный коэфициент одной фазы, $\xi\Phi = \Phi_W$ — средний поток витка одной фазы, а в случае машин постоянного тока: $\xi = \varsigma$ — обмоточный коэфициент катушки, короткозамыкаемой щетками, $\xi\Phi = \varsigma\Phi = \Phi_W$ — поток, сцепленный с этой катушкой (см. отдел C 7).

Из уравн. (184a) и (185a) мы найдем:

$$M = \frac{2}{\pi}\, m\xi_E \xi w p \Phi I \cos(E, I). \qquad (185)$$

Выразим поток индукции через произведение из средней величины B_{cp} максимального во времени значения индукции на протяжении одного полюсного деления на площадь полюса, отнесенную к якорю:

$$\Phi = B_{cp} \frac{\pi D}{2p} l_i, \qquad (186a)$$

где l_i — теоретическая длина якоря (см. отдел G 2d); кроме того, выразим ток через среднее значение A_{cp} эффективной линейной нагрузки всей обмотки якоря на протяжении одного полюсного деления:

$$A_{cp} = \frac{2wmI}{\pi D}. \qquad (186b)$$

Тогда уравн. (185) вращающего момента переходит в

$$M = \frac{\pi}{2}\, \xi_E \xi A_{cp} B_{cp} D^2 l_i \cos(E, I). \qquad (186)$$

У м а ш и н п о с т о я н н о г о т о к а $m = 1$, $\xi_E = 1$, $\cos(E, I) = 1$ и $A_{cp} = A$, так как вся окружность якоря обматывается равномерно. Кроме того $B_{cp} \cong 0{,}675\, B$ и для диаметральных обмоток с установкой щеток в нейтральной зоне $\xi = 1$.

У о д н о ф а з н ы х м а ш и н п е р е м е н н о г о т о к а $m = 1$, $\xi_E \cong \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11$, соответственно синусоидальному характеру индуктированной ЭДС; $A_{cp} = \frac{2}{4} A$ соответственно обмотке $\frac{2}{3}$ части

окружности якоря; $B_{cp} \cong \frac{2}{\pi} B$ соответственно синусоидальному распределению нормальной составляющей индукции и $\xi \cong \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} = 0{,}827$ [ср. уравн. (148) и таблицу 2 отд. С4].

В случае трехфазных машин переменного тока $m = 3$, $\xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11$, $A_{cp} = A$, $B_{cp} \cong \frac{2}{\pi} B$ и $\xi \cong \frac{3}{\pi} \cong 0{,}955$ [ср. уравн. (148) и таблицу 2 отд. С4].

2. Удельное окружное усилие и использование поверхности якоря.

Удельным окружным усилием (σ) мы будем называть величину среднего тангенциального тягового усилия по окружности якоря, отнесенную к единице наружной поверхности тела якоря, имеющего теоретическую длину l_i [Л 33]. Оно, согласно уравн. (182):

$$\sigma = \frac{2M}{\pi D^2 l_i} = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{P}{nD^2 l_i}\,. \tag{187}$$

Мы получим ее в J/cm³ или kJ/m³, если выразим P в W (kW), D и l_i в cm (m) и n в об/сек. Удельное окружное усилие является мерой электро-магнитного использования единицы поверхности якоря. Между удельным окружным усилием σ, средней эффективной линейной нагрузкой A_{cp} и средней индукцией B_{cp} на окружности якоря, согласно уравн. (186) и уравн. (187), имеется соотношение:

$$\sigma = \xi_E\, \xi\, A_{cp} B_{cp} \cos(E, I). \tag{188}$$

При переменном токе величина машины определяется не „внутренней" активной мощностью P, а „внутренней" кажущейся мощностью:

$$P_i = \frac{P}{\cos(E, I)}\,. \tag{189a}$$

Поэтому в дальнейшем мы введем как меру использования поверхности якоря кажущееся удельное окружное усилие σ_S, определяемое по кажущейся мощности согласно уравн. (187), в действительности имеющего место только при совпадении фаз ЭДС и тока. Тогда:

$$\sigma_S = \frac{\sigma}{\cos(E, I)} = \xi_E \xi A_{cp} B_{cp}. \tag{189}$$

Принимая во внимание числовые значения ξ_E и ξ и соотношения между A_{cp} и A, а также B_{cp} и B, указанные в конце предыдущего параграфа, мы, согласно уравн. (189), найдем:

Для машин постоянного тока:

$$\sigma_S = \sigma = 0{,}675\, AB. \tag{190a}$$

Для однофазных машин переменного тока:

$$\sigma_S = 0{,}39\, AB. \tag{190b}$$

Для трехфазных машин переменного тока:

$$\sigma_S = 0{,}675\ AB. \tag{190c}$$

Удельные окружные усилия этих трех типов машин, при одной и той же линейной нагрузке A и одном и том же максимальном значении B индукции в воздушном зазоре, относятся между собой, следовательно, как 1 : 0,58 : 1.

3. Линейная нагрузка и индукция.

Чтобы получить критерий для суждения о допустимых значениях A и B у разных типов машин, будем сперва исходить только из нагревания машины. В части обмотки, заложенной в железо, на нагревание (джоулевы потери) тратится мощность

$$Q_{WM} = m\frac{\rho\, 2lw}{q}\, I^2 = 2m\rho wlIJ. \tag{191}$$

Вводя в это выражение эффективную линейную нагрузку

$$A = \frac{2wmI}{\gamma\pi D}, \tag{192a}$$

где $\gamma\pi D$ — обмотанная часть полной окружности якоря, найдем джоулевы потери, отнесенные к единице поверхности обмотанного якоря

$$Q^1_{WM} = \rho JA \tag{192b}$$

или также

$$Q^1_{WM} = \rho J\frac{A}{100}\ \mathrm{W/cm^2}, \tag{192c}$$

если выразить: ρ — в $\Omega\mathrm{mm^2/m}$, J — в $\mathrm{A/mm^2}$ и A в A/cm.

Джоулевы потери, возникающие в обмотке и отнесенные к единице поверхности якоря, пропорциональны следовательно произведению из плотности тока J на линейную нагрузку A. Таким образом при одной и той же теплоотдаче единицы поверхности якоря можно с точки зрения нагревания машины допустить тем большую линейную нагрузку A, чем меньше взята плотность тока J. При машинах открытой конструкции с обмоткой из меди и обычным охлаждением без специальной вентиляции величина JA обыкновенно лежит в пределах от 1000 до 1800 $\mathrm{A^2/mm^2cm}$, соответственно теплоотдаче от 0,20 до 0,36 $\mathrm{W/cm^2}$ ($\rho = 0{,}02\ \Omega\mathrm{mm^2/m}$).

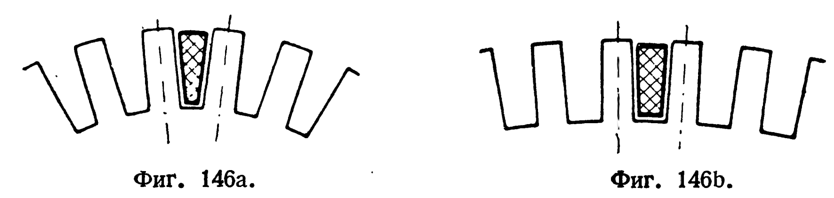
С точки зрения нагревания между постоянным и переменным токами нет никакой разницы, однако для однофазных машин переменного тока линейная нагрузка может быть взята несколько выше, так как возникновение джоулевых потерь происходит здесь только на двух третях поверхности якоря.

Максимальное значение индукции B в воздушном промежутке определяет также магнитную напряженность железа и магнитные потери в железе, которые растут с индукцией и частотой. У машин переменного тока частота обыкновенно равна 50 пер/сек, в то время как у машин постоянного тока, если исключить очень быстроходные машины, она является обычно меньшей. Поэтому с точки зрения нагревания у машин постоянного тока можно устанавливать

магнитную нагруженность большей, чем у машин переменного тока с частотой 50 пер/сек. Однако у некоторых машин переменного тока выбирают для получения небольшого намагничивающего тока магнитную нагруженность железа меньшей, чем у машин постоянного тока. Поэтому приведенные в конце предыдущего параграфа соотношения между удельными окружными усилиями еще несколько изменяются в сторону, более благоприятную для машин постоянного тока, и для машин средней величины могут быть приняты приближенно равными 1 : 0,5 : 0,7.

4. Окружное усилие и величина машины.

Как показали опыты, кажущееся окружное усилие (а следовательно также и использование поверхности якоря) возрастает с величиной машины, и притом у машины открытой конструкции без искусственного охлаждения посредством специальных вентиляторов, приблизительно от 2 до 30 kJ/m³. Эта зависимость кажущегося окружного усилия от величины машины является на первый



Фиг. 146a. **Фиг. 146b.**

Влияние диаметра якоря на обмоточное пространство впадин у машин с внутренними якорями при зубцах с параллельными стенками.



Фиг. 147a. Фиг. 147b.

Влияние диаметра якоря на обмоточное пространство индукторов у машин с внутренними полюсами.

взгляд парадоксальной, так как нужно было бы ожидать, что при малых машинах, благодаря относительно большой поверхности, по сравнению с потерями, произведение AB могло бы быть выбрано значительно большим, чем у больших машин.

Рассмотрим несколько подробнее зависимость кажущегося окружного усилия от размеров машины.

Величина σ_S почти не зависит от длины l_i, если при этом вместе с увеличением длины якоря соответственно увеличивается и число вентиляционных каналов, как это имеет место на практике.

Однако с повышением мощности обыкновенно увеличивается и диаметр, и в этом и заключается главным образом объяснение роста σ_S с величиной машины. Чем меньше диаметр, тем в большей степени делается заметным при внутренних якорях сужение

зубцов при впадинах с параллельными стенками или сужение впадин при зубцах с параллельными стенками.

Так, например, при зубцах с параллельными стенками при одном и том же делении и ширине зубца и при неизменной глубине впадины, мы получаем при малых диаметрах значительно меньший объем, чем при больших диаметрах (см. фиг. 146a и b); равным образом при машинах с внутренними полюсами объем пространства, потребный для размещения обмотки возбуждения, также уменьшается с уменьшением диаметра якоря (см. фиг. 147a и b). Меньше всего сказывается влияние сужения впадин у индукционных двигателей, первичная обмотка которых расположена на статоре. Здесь для внутренней части требуется меньший объем впадин, чем для внешней, так как первичная обмотка обыкновенно изолируется на высокое напряжение, и через нее, кроме того, должен протекать еще намагничивающий ток и ток, соответствующий магнитным потерям. Использование поверхности якоря здесь обычно определяется внешней частью, а не внутренней.

Если, с другой стороны, исходить из впадин с параллельными стенками, то при внутренних якорях вместе с уменьшением диаметра зубцы все больше суживаются в направлении к центру машины. Но наивысшее значение индукции в зубцах не может быть неограниченно большим; оно составляет, примерно, $B_{z_{max}}$ 22000 гауссов, так как при более высоких значениях намагничивающий ток и потери на токи Фуко быстро увеличиваются. Обозначим отношение длины окружности якоря к суммарной ширине зубцов по окружности якоря через

$$\zeta = \frac{\pi D}{\pi D - aN}, \tag{193a}$$

где a — постоянная ширина впадины и N — число впадин. Тогда, при одной и той же максимальной индукции в зубцах, индукция B в воздушном зазоре может составлять только

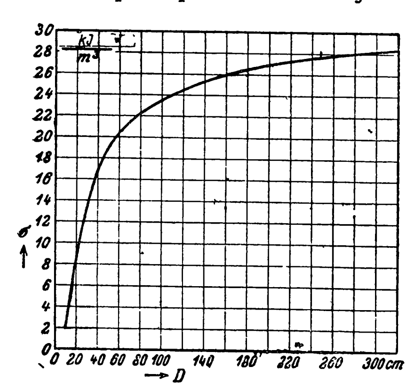
$$\frac{\pi(D-2h)-aN}{\pi D - aN} = 1 - \frac{2h}{D}\zeta, \tag{193b}$$

часть от индукции в воздушном зазоре при бесконечно большом диаметре якоря; здесь h — глубина впадины. Коэфициент ζ приблизительно равняется 2; при впадинах с параллельными стенками, при одинаковом зубцовом делении и одних и тех же размерах произведение $h\zeta = \text{const}$. Из уравн. (193b) мы констатируем быстрое уменьшение индукции в воздушном зазоре вместе с уменьшением диаметра якоря D. При $\zeta = 2$ и $\frac{h}{D} = \frac{1}{4}$ отношение (193b) будет равно нулю, т. е. ширина основания зубца будет нуль, и глубина впадины h должна быть уменьшена для того, чтобы, вообще говоря, машина была конструктивно выполнима. Невыполнимой, разумеется, машина становится в том случае, когда отношение (193b) будет отрицательным.

Наконец в машинах с малым диаметром якоря для изоляции якоря, благодаря меньшей ширине впадины и для изоляции проводников вследствие меньшего поперечного сечения их — требуется

относительно больший объем, чем в машинах с большим диаметром. Эти соображения, а также сужение зубцов или впадин вынуждают плотность тока J у малых машин выбирать много большей, чем у больших, что в свою очередь, как мы видели, обусловливает уменьшение линейной нагрузки A. Кроме того, при малых диаметрах якоря индукцию B в воздушном промежутке также берут меньшей для того, чтобы можно было выполнить узкие зубцы, увеличивающие объем впадины.

Оба множителя A и B убывают следовательно с диаметром якоря и притом при малых диаметрах очень быстро. Их произведение, пропорциональное удельному окружному усилию, колеблется у отдельных машин в гораздо меньших пределах, чем отдельные величины A и B, так как с точки зрения потерь и получения достаточного обмоточного пространства, индукция B может выбираться тем большей, чем меньше линейная нагрузка A и наоборот. На фиг. 148 показана кривая удельных окружных усилий σ в зависимости от диаметра якоря для хорошо использованных машин постоянного тока открытой конструкции без специальной вентиляции, рассчитанных для наиболее благоприятного числа оборотов и числа полюсов. Число оборотов оказывает влияние на вентиляцию, число полюсов — на частоту перемагничивания и магнитные потери. Для мощностей, встречающихся у машин серийного производства, это влияние на окружное усилие является однако незначительным (см. отдел III F 1a).



Фиг. 148. Удельное окружное усилие как функция диаметра якоря у машин постоянного тока с наиболее благоприятным числом оборотов и числом полюсов.

F. Электромагнитные свойства железа.

1. Кривые намагничивания.

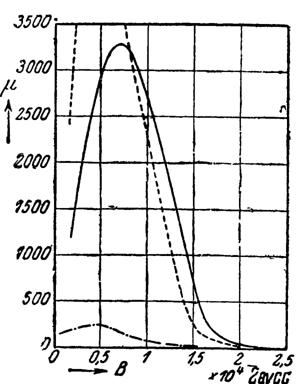
Железо имеет гораздо большую магнитную проницаемость, чем большинство других материалов, включая и воздух, для которого мы можем положить:

$$\Pi = \Pi_0 = 1{,}257 \cdot 10^{-8}\ \text{H/cm} \text{ или } \mu = 1.$$

Проницаемость есть величина, свойственная данному материалу. Однако, для железа она является непостоянной, поскольку она при одном и том же материале прежде всего зависит от намагничивающей силы, напряженности поля H и кроме того даже при одной и той же напряженности поля не имеет однозначного значения, а в некоторой степени зависит от предварительного магнитного состояния железа (см. отдел 2а). Однако для железа, совершенно не подвергавшегося намагничиванию или размагничиванию, прони-

цаемость является практически однозначной функцией напряженности поля или индукции. Эти проницаемости мы и будем в дальнейшем класть в основу расчета электрических машин, так как практическая точность рабочих свойств машины при этом получается вполне достаточной. Эти же проницаемости мы будем всегда подразумевать в тех случаях, когда будем говорить просто о проницаемости.

С повышением магнитной нагруженности (индукции) проницаемость вначале растет, достигает некоторого максимального значения и потом снова убывает, как это показано на фиг. 149 для обыкновенного динамного железа, высоколегированного железа и чугуна. В электромашиностроении встречаются главным образом такие магнитные нагруженности, которые лежат в области уменьшения проницаемости при увеличивающейся индукции.



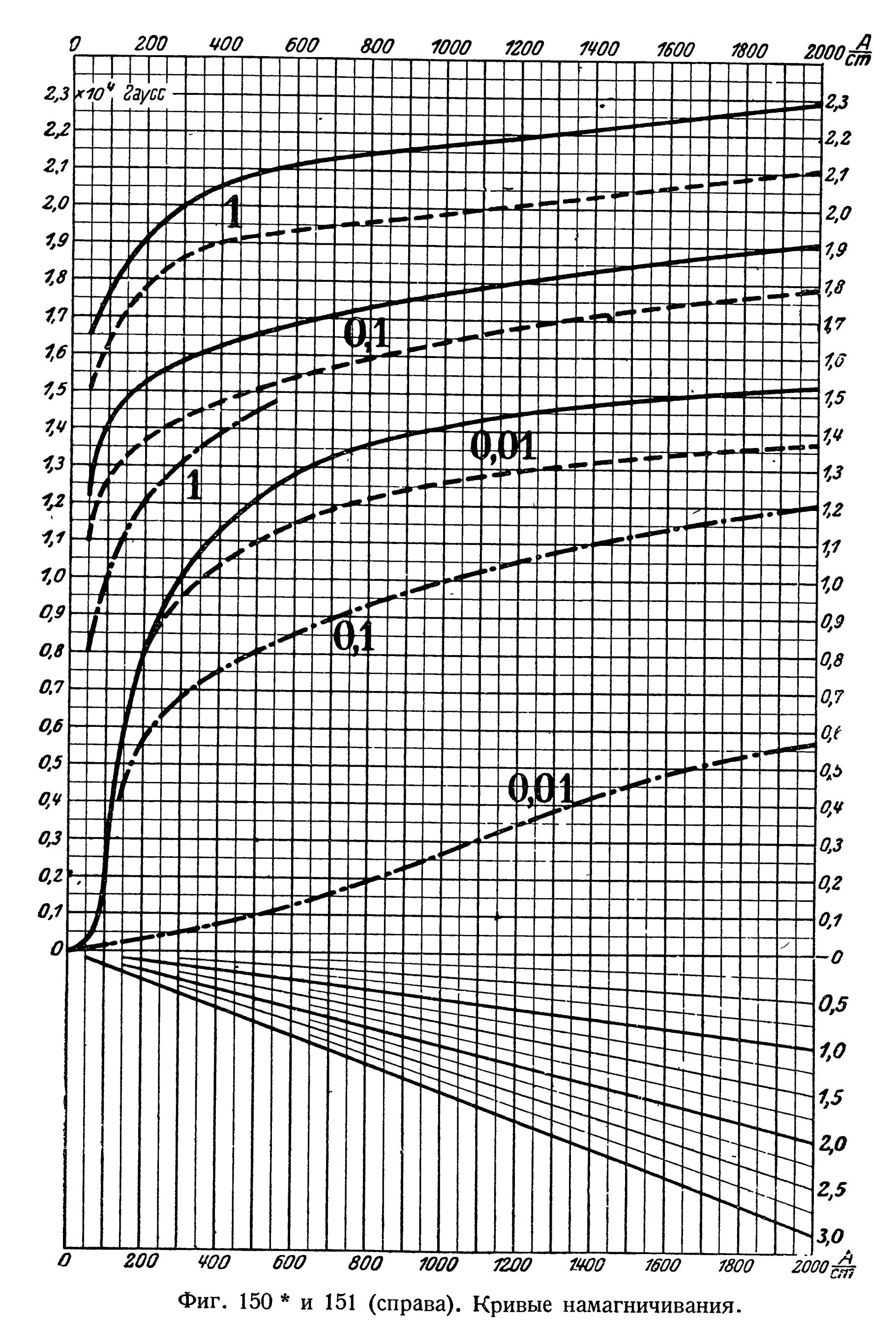
Фиг. 149. Относительная проницаемость μ как функция индукции B.

—— обыкновенное динамное железо.
— — легированное динамное железо.
· · · чугун.

Значительно более удобно и поэтому общепринято вместо оперирования с самой проницаемостью наносить в прямоугольной системе координат индукцию, как функцию напряженности поля, и из таким образом полученных „кривых намагничивания“ определять соответствующие значения индукции и напряженности поля.

На фиг. 150 показаны кривые намагничивания для важнейших сортов железа, применяемых в электромашиностроении, а именно: обыкновенного динамного железа (——), высоколегированного железа (— — — — —) и чугуна (—·—·—·). Для большей точности отсчета кривые нанесены для трех различных масштабов по оси абсцисс, находящихся между собой в соотношении 0,01 : 0,1 : 1; соответствующие кривые обозначены через 0,01; 0,1 и 1. Числа на оси абсцисс относятся только к кривым, обозначенным цифрой 1; для других кривых они должны умножаться соответственно на коэфициент 0,1 или 0,01. Кривые, относящиеся к высоколегированному железу, вычерчены только для индукции выше 8000 гауссов. Они пересекают кривые для обыкновенного динамного железа, приблизительно, при $B = 8000$ гауссов и ниже этой индукции при масштабах, выбранных на фиг. 150, они почти совпадают с кривыми для обыкновенного динамного железа. Назначение прямых, нанесенных под осью абсцисс, будет выяснено в отделе G 3. Для практических целей пользование тремя различными масштабами абсцисс неудобно. Поэтому по предложению Эмде рекомендуется напряженности поля, нанесенные на оси абсцисс, отложить в логарифмическом масштабе, как это сделано на фиг. 151.

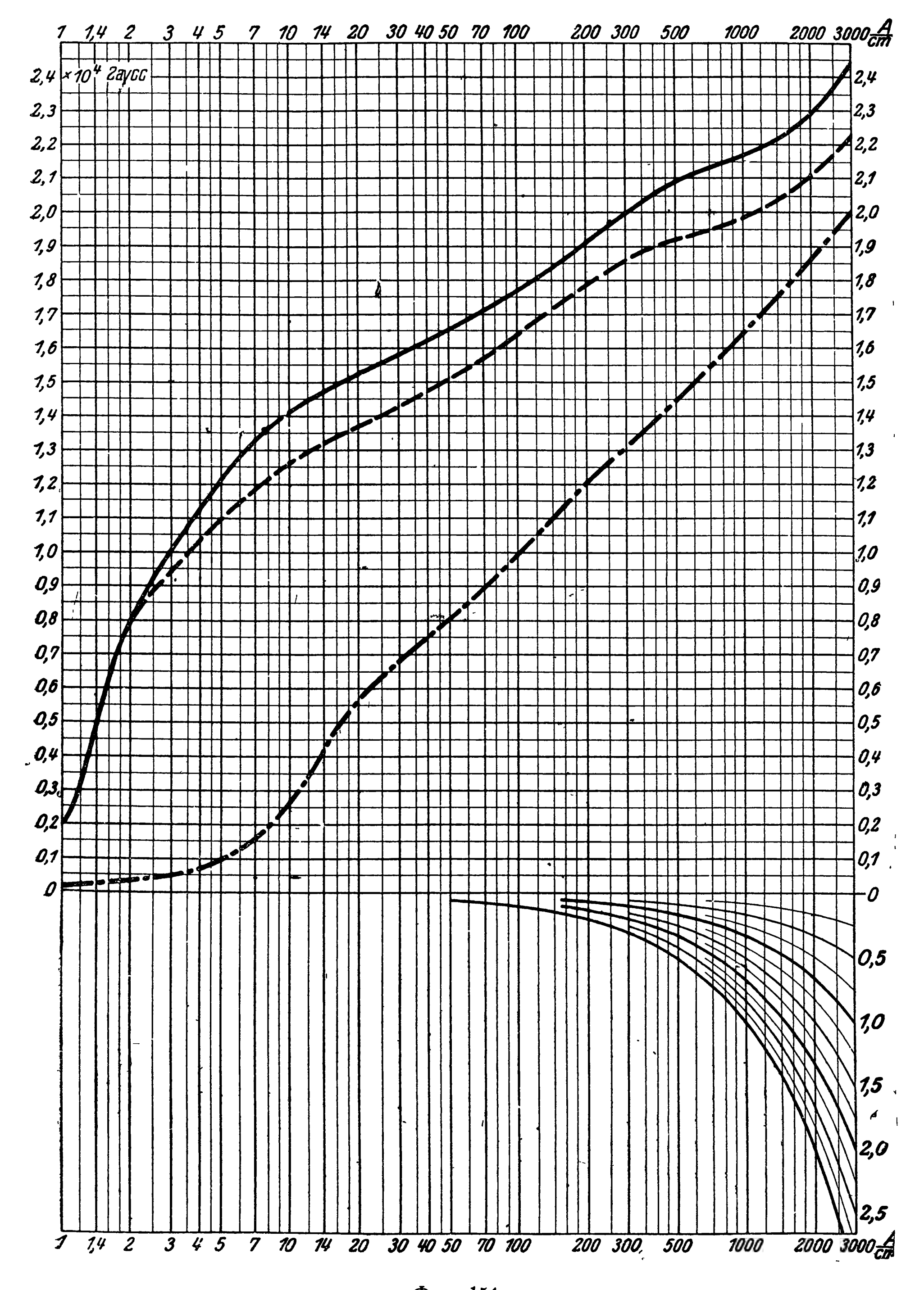
Магнитные свойства чугуна в значительной степени зависят от его состава; кривые фиг. 150 и 151 представляют средние значения для чугуна, обычно применяемого при изготовлении электрических машин. Динамная сталь, литая сталь и литое железо приблизительно имеют те же магнитные свойства, что и обыкновенное ди-



Фиг. 150 * и 151 (справа). Кривые намагничивания.

——— обыкновенное динамное железо, динамная сталь, стальное литье.
— — — высоколегированное динамное железо.
—·—·— чугун.

* Масштаб абсцисс действителен лишь для кривых, отмеченных цифрой 1, и для прямых ниже оси абсцисс (см. отдел II. G. 3); для кривых, обозначенных цифрами 0,1 и 0,01, масштаб следует умножить на 0,1 или 0,01.



1
1,4
2
3
4
5
7
10
14
20
30
40
50
70
100
200
300
500
1000
2000
3000 A/cm
2,4 ×10⁴ гаусс
2,3
2,2
2,1
2,0
1,9
1,8
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5

Фиг. 151.

намное железо, так что для этих материалов могут быть использованы кривые обыкновенного динамного железа, если только для данного материала не производились особые измерения.

Легированное железо содержит большое количество кремния, примерно до 4% (ср. таблицу 3) Благодаря этому при высоких индукциях (свыше 8000 гауссов) оно намагничивается хуже, однако, как мы увидим дальше, потери на перемагничивание будут здесь значительно меньше, чем у динамного железа. Вследствие пониженной способности к намагничиванию легированное железо при высоких индукциях, встречающихся в электрических машинах, применяется редко, но зато в трансформаторостроении, где не встречается очень больших магнитных нагруженностей и где значительно важнее получить малые потери на перемагничивании, чем малый намагничивающий ток, в настоящее время почти исключительно применяется легированное железо.

Кривые на фиг. 150 и 151 в пределах до 300 A/cm дают средние значения индукции из данных четырех крупных германских заводов, изготовляющих динамное железо, именно: Bismarckhütte, Friedenshütte, Eisenhüttenwerk Thale und Capito u Klein. Для более высоких индукций нахождение кривых намагничивания является делом очень затруднительным, потому что при этом быстро возрастает намагничивающий ток.

На фиг. 150 и 151 для кривых намагничивания, начиная от 300 A/cm и выше, положены в основу измерения германского государственного физико-технического института (Physikalisch-Technische Reichsanstalt) [L 37].

При очень высоких индукциях кривые намагничивания являются прямыми линиями.

Можно считать, что для обыкновенного динамного железа, начиная с $B = 21500$ гауссов

$$B = 20400 + 0{,}4\pi H \text{ гауссов} \qquad (194a)$$

для высоколегированного железа, начиная с $B = 19500$ гауссов

$$B = 18600 + 0{,}4\,\pi H \text{ гауссов.} \qquad (194b)$$

(ср. фиг. 150); здесь H берется в A/cm.

Легированное железо значительно дороже динамного; кроме того оно имеет тот недостаток, что благодаря очень большой твердости его обработка (штамповка и шлифовка) затрудняется. И из этих соображений оно менее пригодно для машин с зубчатыми якорями.

Кроме обыкновенного динамного железа и высоколегированного железа в продаже имеется еще листовое железо с меньшим содержанием кремния, чем у высоколегированного. Это железо называется обычно слаболегированным; его магнитные свойства являются промежуточными между обыкновенным и высоколегированным железом. В таблице 3 дана сводка различных сортов электромашиностроительного железа, вырабатываемого германским заводом Bismarckhütte. В этой таблице даны между прочим названия сортов железа, результаты химического анализа и гарантированная заводом минимальная индукция при различных напряженностях поля. Листовое

Таблица 3.

Динамное листовое железо Германского завода „Bismarckhütte"

Сорт	Средние данные анализа в процентах					Гарантированная наименьшая индукция при напряженности поля в A/cm				Удельное сопротивление Ω mm²/m	Удельный вес в g/cm³	Приближенные данные механической прочности относятся к железу в 1,5 mm			Толщина листов в mm	Гарантированный коэфициент потерь в W/kg		Относительная цена
	C	P	Mn	Si	S	25	50	100	300			Предел упругости в kg/mm²	Временное сопротивл. на разр. в kg/mm²	Относительное удлинение в процентах		V_{10}	V_{15}	
Нормальное	0,085	0,023	0,36	0,24	0,039	15 200	16 200	17 300	19 800	0,15	7,8	22	32	28	1,0 0,5 0,35	7,5 3,6 3,15	— 8,6 7,6	0,97 1,00 1,05
Специальнсе I	0,076	0,021	0,31	1,08	0,033	14 500	15 700	17 000	19 500	0,30	7,75	26	41	23	1,0 0,5 0,35	5,5 3,0 2,7	— 7,4 6 5	1,00 1,04 1,09
Специальное II	0,067	0,030	0,36	2,0	0,026	14 100	15 300	16 600	19 100	0,40	7,65	35	48	21	1,0 0,5 0,35	4,2 2,5 2,3	— 6,0 5,5	— 1,07 1,12
Легированное	0,068	0,016	0,14	3,98	0,018	13 500	14 800	16 000	18 000	0,60	7,6	50	61	10	1,0 0,5 0,35 0,35 0,35	3,0 1,85 1,6 1,45 1,3	7,2 4,5 3,8 3,5 3,25	— 1,63 1,63 1,80 1,96
Динамосталь (данные приблизительные)	— — —	— — —	— — —	— — —	— — —	13 700 14 000 15 000	15 500 15 700 16 100	17 100 17 300 17 100	— — 20 000	— — —	— — —	53 45 32	66 62 45	20 17 17	4,0 2,0 0,5	29 15 6,0	— — —	— — —

железо, обозначенное в таблице „нормальным", соответствует обыкновенному динамному железу фигур 150 и 151, листовое железо, отмеченное как „легированное", соответствует высоколегированному железу фигур 150 и 151. Индукции, гарантированные заводом, на несколько процентов меньше, чем средние значения индукций, приведенные на фиг. 150 и 151. Последний столбец содержит приблизительное соотношение цен, отнесенное к „нормальному" железу толщиной 0,5 mm.

Но Нормам германской промышленности (DIN VDE 6400), касающимся динамного листового железа, различаются четыре сорта:

I. Нормальное динамное железо.
II. Слаболегированное железо.
III. Среднелегированное железо.
IV. Высоколегированное железо.

Сорта I и IV соответствуют кривым, приведенным на фиг. 150 и 151.

Вообще говоря, применяется пять различных толщин листового железа соответственно указанным выше „Нормам". Магнитная проницаемость одного и того же сорта не зависит от толщины листа, так что кривые на фиг. 150 и 151 действительны для всех встречающихся на практике толщин листового железа, если, разумеется, сорт материала один и тот же. Размеры листов составляют при толщине 0,35 mm 750 × 1500 mm², при более толстых листах 1000 × × 2000 mm². При бо́льших размерах листа качество материала несколько ухудшается, индукция тогда, при одной и той же напряженности поля, приблизительно на 3% ниже, чем при обыкновенных размерах.

Для переменного тока при 50 пер/сек и листах толщиной 0,5 mm, согласно исследованию Германского государственного физико-технического института [Л 38], справедливы те же кривые намагничивания, что и для постоянного тока. Соответственные мгновенные значения напряженности поля и индукции можно, следовательно, и при переменном токе определять из кривых фиг. 150 и 151.

Для суждения о магнитных свойствах железа, согласно упомянутых выше „Норм", пользуются индукциями при напряженностях поля 25, 50, 100 и 300 A/cm. Кривые намагничивания снимают обыкновенно баллистическим методом; при невысоких индукциях можно также, при питании переменным током, измерять и определять индукцию из ЭДС, индуктированной во вспомогательной обмотке. Если измерение производится с помощью магнитной цепи, составленной из полос листового железа (аппарат Эпштейна, отд. 2с), то половина полос должна быть вырезана параллельно, а другая половина перпендикулярно к направлению прокатки, так как магнитные свойства железа в обоих этих направлениях неодинаковы [Р 18].

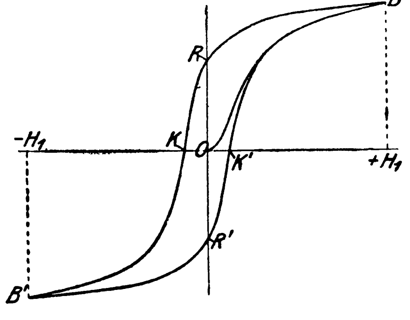
2. Потери на перемагничивание.

В трансформаторе и по крайней мере в одной части электрической машины, например в якоре машины постоянного тока, железо периодически перемагничивается. На это перемагничивание затрачивается энергия, превращающаяся в теплоту, в так называе-

мую теплоту перемагничивания. Теплота перемагничивания означает не только бесполезно растраченную энергию, но вместе с этим повышает также температуру машины и следовательно ограничивает ее мощность.

Перемагничивание в железных частицах может совершаться или путем изменения величины напряженности поля при постоянном направлении (переменное перемагничивание) или путем изменения направления напряженности поля при постоянной величине (вращательное или циклическое перемагничивание). Переменное перемагничивание встречается главным образом в трансформаторах, циклическое же перемагничивание имеет место обыкновенно в якоре машины (срав. отдел Н 1).

Критерием для суждения о магнитных потерях в листовом железе, применяемом в трансформаторах и машинах, служит теплота, развивающаяся в килограмме железа в секунду при переменном перемагничивании. Эта теплота вызывается, во-первых, потерями на гистерезис и, во-вторых, потерями на вихревые токи (токи Фуко).



Фиг. 152. Петля гистерезиса.

а) Потери на гистерезис. Если совершенно немагнитный кусок железа подвергнуть действию напряженности поля, постепенно возрастающей от нуля до H_1, и нанести по оси ординат индукцию в железе, как функцию напряженности поля, то получится кривая первичного намагничивания (OB на фиг. 152), называемая также „нулевой кривой“.

Такие кривые для различных сортов железа мы уже видели на фиг. 150. Если теперь напряженность поля постепенно будет уменьшаться, то мы получим новую кривую намагничивания со значениями индукции более высокими, чем при кривой первичного намагничивания. При напряженности поля $H = 0$ индукция примет некоторое значение OR, отличное от нуля (явление остаточного магнетизма).

Понижая напряженность поля дальше, т. е. сообщая ей отрицательные значения, мы при напряженности поля $H = OK$, уничтожающей так называемую коэрцитивную (задерживающую) силу, получим индукцию, равную нулю. Продолжив постепенное изменение напряженности до $-H_1$ и опять увеличив ее до $+H_1$, мы получим на фиг. 152 гистерезисную петлю $BRKB'R'K'$. Подобные же петли гистерезиса мы найдем каждый раз при изменении напряженности поля между любыми значениями H_1 и H_2.

При описанном магнитном круговом процессе (цикле) магнитная энергия, сообщаемая полю на восходящей ветви петли [ср. уравн. (46а)], не будет полностью возвращаться обратно на нисходящей ветви; остаток представляет собой потерю энергии на гистерезис, затрачиваемую при перемагничивании железа и превращающуюся в железе в теплоту. Эта энергия пропорциональна площади петли

и в элементе объема dv для полного периода перемагничивания она равна:

$$dV_H = dv \int\limits_0 HdB. \tag{195}$$

Потеря на гистерезис для данного материала не зависит от толщины листов и пропорциональна числу циклов перемагничивания; она, кроме того, зависит от пограничных значений B, но при обычных, встречающихся в практике частотах (<100 пер/сек), не зависит от промежуточных значений B, которые принимает индукция при перемагничивании, если только между пограничными значениями (B) не имеются еще поворотные точки. Если перемагничивание происходит между пограничными значениями индукций $+B$ и $-B$ и если через f обозначить частоту перемагничивания (соответственно частоте переменного тока, при помощи которого, например, происходит перемагничивание), то потерю на гистерезис можно определить по формуле, эмпирически найденной Штейнметцом (Steinmetz)

$$V_H = \eta f B^{1,6}, \tag{196}$$

где η — постоянная материала, которая, однако, в действительности для современных сортов листового железа колеблется в довольно широких пределах. Расчет потерь на гистерезис по формуле Штейнметца является не только неточным, но также и неудобным, так как благодаря дробной степени (1,6) невозможно пользоваться непосредственно счетной линейкой. Точнее можно представить потерю на гистерезис двухчленной формулой (L 40)

$$V_H = f(\alpha' B + \beta' B^2). \tag{197}$$

Эту формулу в свою очередь для облегчения вычислений непосредственно на счетной линейке можно написать в форме

$$V_H = \alpha \frac{f}{100} \frac{B}{10000} + \beta \frac{f}{100} \left(\frac{B}{10000}\right)^2 \text{ W/kg}, \tag{198}$$

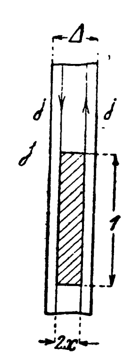
где f выражено в пер/сек, а B — в гауссах. Входящие в формулу (198) постоянные материала α и β приведены в таблице 4 (стр. 162) для различных сортов листового железа. Точные измерения потерь на гистерезис производились только для индукции приблизительно до 16000 гауссов. Сохраняет ли свою справедливость уравн. (198) при коэфициентах α и β, указанных в таблице 4 для более высоких индукций, приблизительно до 23000 гауссов, имеющих место в зубцах электрических машин, сказать нельзя. Если при определении постоянных α и β производить опыты нахождения потерь на гистерезис только в пределах индукции $10000 \leqslant B < 16000$ гауссов, то иногда получаются даже отрицательные значения для α, т. е. потери на гистерезис растут быстрее, чем пропорционально квадрату индукции. Так как индукции в электрических машинах всегда больше, чем 10000, а в зубцах почти всегда больше, чем 16000 гаус-

сов, то первый член в уравн. (198) можно совершенно отбросить и для определения потерь на гистерезис пользоваться формулой

$$V_H = \varepsilon \frac{f}{100}\left(\frac{B}{10000}\right)^2 \text{ W/kg}, \tag{199}$$

где коэфициент ε определяется так, чтобы при $B = 10000$ гауссов уравн. (198) и (199) давали одни и те же потери на гистерезис. Постоянная ε для различных сортов железа также приведена в таблице 4.

b) Потери на вихревые токи. Эти потери вызываются токами, индуктированными в железе при его перемагничивании. Для возможного уменьшения этих потерь железные части машин, испытывающие перемагничивание, составляются из листов железа, располагаемых параллельно направлению индукционных линий. При частотах перемагничивания приблизительно до 100 пер/сек. и обычно применяемой толщине листового железа до 0,5 mm можно пренебрегать реактивным действием вихревых токов на основное поле. При этом допущении мы и будем определять в дальнейшем потери на вихревые токи.



Фиг. 153. Пояснение к уравн. 200a и 200b.

Толщина Δ листов железа сравнительно с их остальными размерами обычно весьма невелика. Поэтому вихревые токи преимущественно протекают параллельно плоскости листа. На наружных боковых поверхностях плотность вихревых токов достигает наибольшей величины и линейно убывает по направлению к средней плоскости листа, где и меняет свой знак. Найдем электрическое напряжение обхода по контуру прямоугольника со сторонами, равными 1 и $2x$ (фиг. 153), расположенного в поперечном сечении, перпендикулярном направлению индукции, симметрично относительно средней плоскости листа, и приравняем его соответствующему магнитному спаду или соответственной индуктированной ЭДС.

$$2j\rho = e, \tag{200a}$$

где j — плотность тока и ρ — удельное сопротивление. Вводя эффективные значения плотности тока и индуктированной ЭДС при периодическом перемагничивании вместо их мгновенных значений, можно написать:

$$2J\rho = 4\xi_E f B\, 2x, \tag{200b}$$

откуда

$$J = \frac{4\xi_E f B x}{\rho}. \tag{201a}$$

Здесь ξ_E — коэфициент формы индуктированной ЭДС [срав. уравн. (116) и (117)] и B — амплитуда переменной составляющей индукции [P 19]

$$B = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{2}. \tag{201b}$$

Нить тока, длиной 1, шириной 1 (перпендикулярно к плоскости чертежа на фиг. 153) и толщиной dx, проходящая на расстоянии x от средней плоскости листа, параллельно этой плоскости, проводит ток Jdx и имеет электрическое напряжение ρJ; поэтому мощность потерь на нагревание, развиваемая в этой нити тока, будет

$$J^2\rho dx = \frac{(4\xi_E fB)^2}{\rho} x^2 dx. \qquad (201c)$$

Тогда среднее значение (по толщине Δ листа) мощности, затрачиваемой на джоулевы потери, отнесенное к единице объема:

$$V_W = \frac{1}{\Delta} \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{+\frac{\Delta}{2}} J^2\rho dx = \frac{4}{3\rho} (\Delta f \xi_E B)^2. \qquad (202a)$$

Для практических вычислений удобнее пользоваться выражением:

$$\underline{V_W = \frac{4}{3\rho}\left(\Delta \frac{f}{100} \cdot \xi_E \frac{B}{10000}\right)^2 \text{ W/cm}^3,} \qquad (202)$$

где ρ выражено в Ω mm²/m, Δ — в cm, f — в пер/сек и B — в гауссах. Потери на вихревые токи в единице объема обратно пропорциональны удельному сопротивлению ρ и прямо пропорциональны квадрату толщины листа Δ. Кроме того, они растут пропорционально квадрату частоты перемагничивания и квадрату произведения $\xi_E B$. Потери на вихревые токи, в противоположность потерям на гистерезис, зависят от промежуточных значений индукции, что и учитывается коэфициентом формы ξ_E, который, согласно уравн. (118а), равен:

$$\xi_E = \frac{E}{E_{cp}} = \frac{1}{4B} \sqrt{T \int_0^T \left(\frac{db}{dt}\right)^2 dt}, \qquad (203)$$

где b — индукция, изменяющаяся по времени, и B — амплитуда индукции в поперечном сечении листа.

Критерием для суждения о потерях на перемагничивание, согласно норм Союза германских электротехников (VDE) [Л 35], служат потери, возникающие в одном килограмме железа при синусоидальном изменении индукции $\left(b = B \sin \frac{2\pi t}{T}\right)$ [Р 20]. В этом случае

$$\xi_E^s = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \approx 1{,}11. \qquad (203a)$$

Объединяя этот коэфициент формы кривой, определенную толщину листа Δ и определенное удельное сопротивление ρ в одну постоянную, можно написать:

$$\underline{V_W = \sigma \left(\frac{f}{100} \frac{B}{10000}\right)^2 \text{ W/kg.}} \qquad (204)$$

Постоянная σ для различных сортов и толщин листового железа приведена в таблице 4 (стр. 162).

При очень высокой частоте перемагничивания или очень толстых листах железа нужно принимать во внимание реактивное действие вихревых токов, обнаруживающееся в том, что индукция распределяется по толщине листа Δ неравномерно. Она уменьшается по направлению от наружных поверхностей листа к средней плоскости (сравн. фиг. 154) и одновременно изменяет свою фазу. Реактивное действие отдельных гармоник, на которые можно разложить результирующую кривую индукции, является неодинаковым. Допустив, что проницаемость постоянна, можно по Дж. Дж. Томсону (J. J. Thomson) [Л 41] [1] найти распределение тока и поля, исходя из максвелловских уравнений магнитного поля. Согласно этих исследований, отношение между амплитудой индукции B на расстоянии x от средней плоскости листа и амплитудой индукции B_S на боковых поверхностях, для гармоники с частотой f выражается формулой:

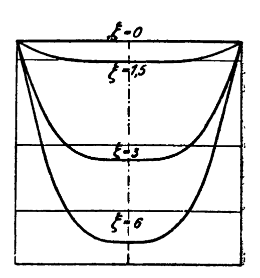
$$\frac{B}{B_S} = \sqrt{\frac{\operatorname{ch} 2\alpha x + \cos 2\alpha x}{\operatorname{ch} \xi + \cos \xi}}, \tag{205}$$

где

$$\xi = \alpha\Delta \tag{206a}$$

представляет собой отвлеченную величину, так называемую „приведенную толщину листа“ и

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi\Pi f}{\rho}}. \tag{206b}$$



Фиг. 154. Распределение амплитуды индукции по толщине листа при различных «приведенных толщинах листа» ξ [уравн. (206а)].

Если выразить Δ в cm, то следует подставлять: Π в H/cm, ρ в Ω cm и f в пер/сек. Если выразить f в пер/сек и ρ в $\frac{\Omega\,\text{mm}^2}{\text{m}}$, то формула для α примет вид:

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{\mu}{10^5} \cdot \frac{f}{\rho}}\ \text{cm}^{-1}. \tag{206c}$$

На фиг. 154 показано изменение величины $\frac{B}{B_S}$ по толщине листа Δ при $\xi = 1{,}5$, 3 и 6.

Отношение амплитуды B_{cp} средней индукции по толщине листа к амплитуде индукции B_S на боковых поверхностях листа равно:

$$\frac{B_{cp}}{B_S} = \sqrt{\frac{2\operatorname{ch} \xi - \cos \xi}{\xi^2 \operatorname{ch} \xi + \cos \xi}}. \tag{207}$$

[1] В этой работе необходимо произвести следующие исправления: в уравнении (6) нужно подставить μ^2 вместо μ. В уравнениях для W при больших значениях mh нужно извлекать корень только из числителя, а при малых значениях mh нужно правую часть уравнения умножить на $\frac{1}{4}$.

Оно несколько меньше, чем алгебраическое среднее значение отношения $\frac{B}{B_S}$ по толщине листа Δ, так как фаза индукции представляет собой функцию расстояния от средней плоскости листа. На фиг. 154 отношение $\frac{B_{cp}}{B_S}$ показано тонкими горизонтальными линиями.

Потери на вихревые токи уменьшаются благодаря реактивному действию не только при одной и той же амплитуде индукции B_S на боковых поверхностях листа, но также и при одной и той же амплитуде средней индукции B_{cp} по толщине листа. Если индукция изменяется по времени синусоидально, то потери на вихревые токи с учетом реактивного действия определятся умножением потерь, рассчитанных по уравн. (202) при коэфициенте формы кривой

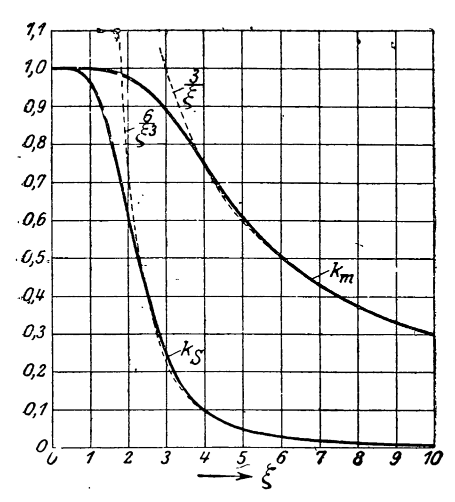
$$\xi_E = \xi_E^s = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$$

на один из следующих коэфициентов:

$$k_S = \frac{6}{\xi^3} \cdot \frac{\operatorname{sh}\xi - \sin\xi}{\operatorname{ch}\xi + \cos\xi} \qquad (208a)$$

или

$$k_m = \frac{3}{\xi} \cdot \frac{\operatorname{sh}\xi - \sin\xi}{\operatorname{ch}\xi - \cos\xi} \qquad (208b)$$



Фиг. 155. Коэфициенты k_S и k_m в функции «приведенной толщины листа».

в зависимости от того, вводим ли мы вместо B в уравн. (202) амплитуду индукции B_S на боковых поверхностях листа или амплитуду B_{cp} средней индукции по толщине листа. Значения этих коэфициентов как функций от ξ показаны на фиг. 155. При $\xi < 1$ коэфициент k_S и при $\xi < 2$ коэфициент k_m мало отклоняются от единицы, и удельные потери на вихревые токи могут быть рассчитываемы по уравн. (202) или (204).

При $\xi > 2$

$$k_S \approx \frac{6}{\xi^3} \qquad (209a)$$

и при $\xi > 3$

$$k_m \approx \frac{3}{\xi}. \qquad (209b)$$

В обоих этих случаях потери на вихревые токи, отнесенные к единице объема, будут равны:

$$V_W = \sqrt{\frac{\pi \rho f}{\Pi^3}} \cdot \frac{B_S^2}{\Delta} \qquad (210a)$$

и

$$V_W = \frac{\Delta}{2} \sqrt{\frac{\pi^3 f^3}{\rho \Pi}}\, B_{cp}^2. \qquad (210b)$$

Относя в этом случае потери на вихревые токи к единице поверхности листа и пренебрегая узкими сторонами по сравнению со сторонами, параллельными средней плоскости, получим:

$$V_0 = \frac{1}{2} \Delta V_W = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \rho f}{\Pi^3}} \cdot B_S^2 \qquad (210c)$$

и соответственно

$$V_0 = \frac{\Delta}{4} \sqrt{\frac{\pi^3 f^3}{\rho \Pi}}\, B_{cp}^2. \qquad (210d)$$

При $\xi > 2$ и при данной индукции B_S потери на вихревые токи, отнесенные к единице поверхности листа на основании уравн. (210c), не зависят от толщины листа. Вихревые токи будут тогда почти целиком отнесены к внешним волокнам листового железа. В этом случае уравн. (210c) справедливо также для продольно намагничиваемого массивного цилиндра, например для железного болта круглого сечения с диаметром $d = \Delta > \frac{2}{a}$.

К уравн. (210a, c и d) мы вернемся позже. Для железных листов заслуживает внимания зависимость потерь на вихревые токи от амплитуды B_{cp} средней индукции, как это видно из уравн. (210b). Удельные потери растут здесь поэтому в противоположность определяемым по уравн. (202) пропорционально первой степени толщины листа (Δ) и 1,5 степени частоты перемагничивания (f). В действительности проницаемость в железе не является постоянной. Вследствие этого мы вынуждены пользоваться каким-то средним значением μ, оценка которого очень затруднительна. При обычной в Европе частоте 50 пер/сек и при листовом железе толщиной 0,5 mm величина ξ даже при наивысших значениях μ будет меньше, чем 3. При $\mu = 3000$, $\rho = 0{,}15 \frac{\Omega \cdot \mathrm{mm}^2}{\mathrm{m}}$ (обыкновенное динамное железо) мы получаем, например, $\xi = 0{,}99$.

Если характер изменения индукции по времени отступает от синусоидального, то при учете реактивного действия вихревых токов потери на вихревые токи нужно определять в отдельности для каждой гармоники. Результирующие потери на токи Фуко равны тогда сумме потерь всех отдельных гармоник.

c) Полные потери на перемагничивание и коэфициент потерь. Величину полных потерь на перемагничивание, возникающих в 1 kg листового железа в 1 секунду, можно согласно уравн. (199) и (204) определять по формуле:

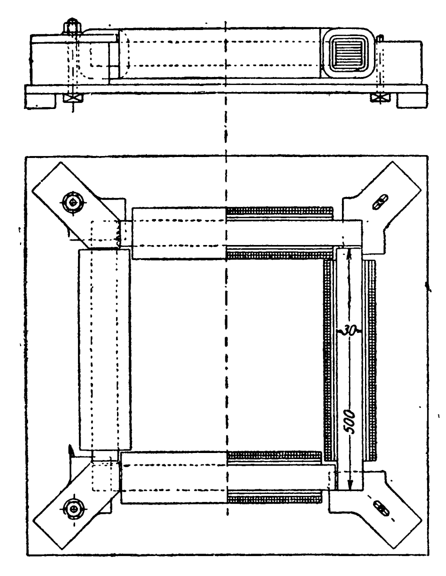
$$V = \left[\varepsilon \frac{f}{100} + \sigma \left(\frac{f}{100}\right)^2\right] \left(\frac{B}{10000}\right)^2 \mathrm{W/kg}. \qquad (211)$$

Таблица 4.

Наименование сорта железа	Толщина листа в mm	α [уравн. 198]	β [уравн. 198]	ε [уравн. 199 и 211]	σ [уравн. 204 и 211]	$\varkappa = V_{10}$ [уравн. 212, 198, 204 и 211]	V_{15} [уравн. 198 и 204]	V_{15} [уравн. 211 и 212]
Обыкновенное динамное железо	1,0 0,5 0,35	0,9 0,9 0,9	3,5 3,5 3,8	4,4 4,4 4,7	22,4 5,6 3,2	7,80 3,60 3,15	17,2 7,78 6,75	17,6 8,10 7,10
Высоко легированное железо	0,5 0,35	0,4 0,3	2,6 2,1	3,0 2,4	1,2 0,6	1,80 1,35	3,91 2,93	4,05 3,04

Значения ε и σ для главнейших сортов железа указаны в таблице 4. У машин и аппаратов переменного тока встречается обыкновенно частота $f = 50$ пер/сек; при этой частоте оба члена в уравн. (211) можно объединить, и мы получаем тогда

$$V = \varkappa \left(\frac{B}{10000}\right)^2 \text{W/kg}. \qquad (212)$$

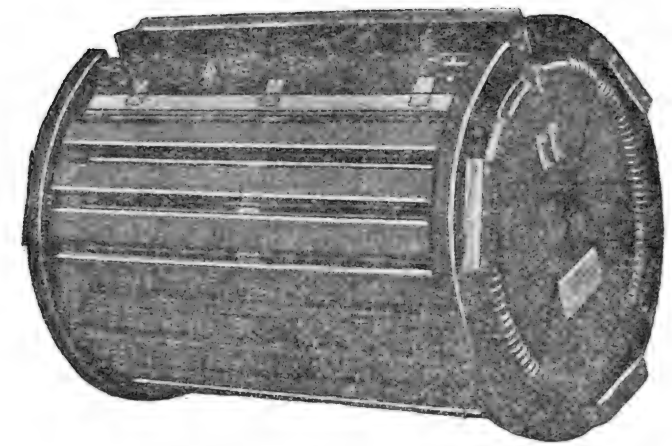


Фиг. 156. Аппарат Эпштейна для испытания железа.

Коэфициент $\varkappa$ точно также приведен в таблице 4. Согласно норм (VDE) качество динамного железа определяется потерями на перемагничивание при амплитудных значениях индукции $B = 10000$ и $B = 15000$ гауссов. Эти потери на перемагничивание, выраженные в ваттах и отнесенные к 1 kg железа, называются коэфициентом потерь (или удельными потерями) и обозначаются: при $B = 10000$ через V_{10}, при $B = 15000$ гауссов через V_{15}. При определении коэфициента потерь пользуются прибором для испытания железа, сконструированным Эпштейном (Epstein) (фиг. 156). Листовое железо, подлежащее испытанию, нарезается полосками длиной 500 mm и шириной 30 mm и при этом возможно острым инструментом, чтобы избежать заусениц и по возможности ослабить влияние механической обработки, выражающееся в увеличении коэфициента потерь [1]

[1] С помощью аппарата, показанного на фиг. 157, было установлено, что при разрезании листа шириной 100 cm на полоски шириной 1,5 cm коэфициент потерь V_{10} увеличился на 8%.

и уменьшении способности к намагничиванию. Полоски эти изолируются друг от друга, набираются в четыре пакета, и из последних составляется прямоугольная магнитная цепь аппарата Эпштейна. Полоски листового железа должны быть вырезаны по крайней мере из четырех листов, причем наполовину параллельно и наполовину перпендикулярно к направлению прокатки. Этим обеспечивается возможно точное определение среднего коэфициента потерь. Магнитная цепь намагничивается переменным током с частотой 50 пер/сек, при синусоидальном характере ЭДС, индуктированной в обмотке аппарата, и потери на перемагничивание измеряются ваттметром при температуре 20° С. Указание температуры является необходимым, так как у нелегированного динамного железа удельное сопротивление заметно возрастает с повышением температуры, а следовательно потери на вихревые токи при этом уменьшаются.



Фиг. 157. Аппарат для испытания цельных листов железа.

Коэфициенты потерь, рассчитанные по различным уравнениям при постоянных таблицы 4, приведены в последних столбцах этой же таблицы. При $B = 10000$ гауссов коэфициент $\varkappa$ в уравн. (212) равен V_{10}. Приведенные в таблице 4 коэфициенты потерь V_{15} имеют несколько меньшую величину, чем соответственные гарантированные коэфициенты потерь в таблице 3. Это объясняется тем, что потери в железе увеличиваются значительно быстрее, чем пропорционально квадрату амплитуды индукции. По всей вероятности и гарантированные значения для V_{15} в таблице 3 более достоверны, чем для V_{10}, так как экспериментальное определение V_{15} менее точно, чем V_{10}.

Наряду с аппаратом Эпштейна применяются также и другие приборы для испытания железа, один из которых, служащий для испытания цельных листов, показан на фиг. 157 [Л 44].

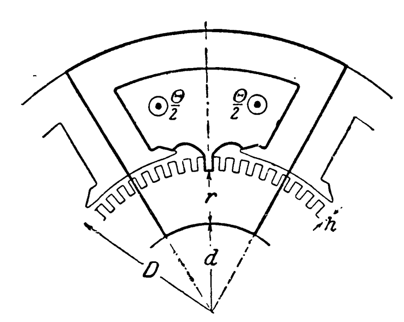
Удельный вес высоколегированного железа равен 7,6, следовательно он несколько меньше, чем для обыкновенного железа, где он приблизительно составляет 7,8.

Неоднократно наблюдалось, что потери на перемагничивание после продолжительной эксплоатации железа возрастают. Это

свойство называется „старением железа" [Л 45]. Согласно норм (VDE) под коэфициентом старения понимают процентное приращение коэфициента потерь V_{10} после 600-часового нагревания до 100° С. Легированное железо стареет незначительно или же совершенно не стареет [Р 21].

G. Магнитная характеристика при холостом ходе.

Поставим себе общую задачу определить полный ток обмотки возбуждения, необходимый для создания определенного потока индукции в якоре электрической машины. Обратная задача — при заданном полном токе рассчитать поток индукции — вследствие непостоянства магнитной проницаемости железа, вообще говоря, является неразрешимой и должна быть сведена к первоначально поставленной задаче, т. е. к определению при различных потоках индукции соответствующих полных токов. Найдя эти токи, их откладывают в координатной системе и из полученной таким образом кривой определяют поток индукции, соответствующий данному полному току. Такую кривую, представляющую поток индукции в якоре машины, как функцию полного тока, называют характеристикой намагничивания цепи или просто магнитной характеристикой. Нахождением магнитной характеристики мы теперь и займемся, причем первоначально будем предполагать, что ток в обмотке якоря отсутствует, т. е. мы займемся сперва магнитной характеристикой при холостом ходе.



Фиг. 158. Поперечное сечение магнитной цепи машины с внешними полюсами.

На фиг. 158 показана в поперечном разрезе часть машины в данном случае с внешними полюсами. Границы потока индукции, входящего в якорь, показаны на чертеже жирными линиями. Внешние границы потока, которые на фиг. 158 одновременно определяют путь самой длинной индукционной линии, могут быть легко найдены вследствие полной симметрии машины. Как видно из чертежа, внешняя граница потока проходит по внутренней поверхности якоря, внешней поверхности ярма и средним плоскостям полюсных сердечников. Внутреннюю границу потока можно указать пока лишь приближенно. Для рассматриваемой магнитной цепи можно найти магнитное напряжение обхода, причем мы будем определять магнитные напряжения для отдельных включенных последовательно частей цепи. Их сумма будет равна полному току Θ индуктора, сцепленному с потоком якоря:

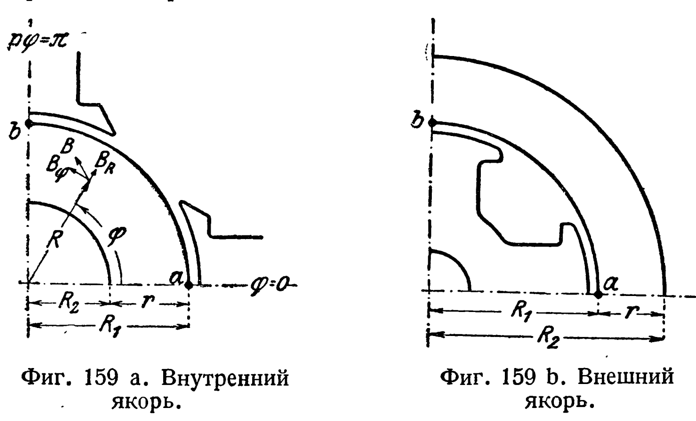
$$\sum_{\circ} U_m = \Theta. \qquad (213^1)$$

[1] Во всех формулах раздела G и в дальнейшем изложении для величины магнитного напряжения принят более удобный и простой в печатании и обращении символ U без индекса m, поскольку возможность смешения магнитного и электрического напряжений отсутствует.

В ближайших отделах мы подробно исследуем распределение индукции в отдельных частях машины и покажем, какие можно сделать допущения и чем можно пренебречь при практическом определении полного тока индуктора. При этом мы будем всегда предполагать машину с внешними полюсами (с внутренним якорем), поскольку не будет дано особых указаний. Результаты наших исследований применительно к машинам с внешними и внутренними полюсами мы сопоставим в конце отдела.

1. Тело якоря.

Характер распределения линий индукции в случае гладкого якоря может быть найден, если известна нормальная составляющая индукции по окружности якоря, т. е. кривая поля возбуждения, и если принять, что магнитная проницаемость железа не зависит от индукции [Л 47 и 48].



Фиг. 159 a. Внутренний якорь. Фиг. 159 b. Внешний якорь.

Пояснение к уравн. (214) и (215).

При синусоидальной кривой поля радиальная составляющая B_R и тангенциальная составляющая B_φ (см. фиг. 159a) также распределяются синусоидально. Мы можем их определить, исходя из потенциала Ф, который при полярных координатах должен удовлетворять потенциальному уравнению Лапласа

$$\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{R\partial\Phi}{\partial R}\right)+\frac{1}{R^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2}=0. \tag{214a}$$

Решением этого уравнения будет функция

$$\Phi=-\frac{1}{p}\left(AR^p+CR^{-p}\right)\cos p\varphi, \tag{214b}$$

где A и C — постоянные, подлежащие дополнительному определению. Составляющие индукции в теле якоря выражаются:

$$\left.\begin{aligned} B_R&=-\frac{\partial\Phi}{\partial R}=\frac{1}{R}\left(AR^p+CR^{-p}\right)\cos p\varphi,\\ B_\varphi&=-\frac{\partial\Phi}{R\partial\varphi}=-\frac{1}{R}\left(AR^p+CR^{-p}\right)\sin p\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{215}$$

При $R=R_2$ радиальная составляющая на пограничной поверхности якоря равна нулю: $B_R=0$; при $R=R_1$ должно быть:

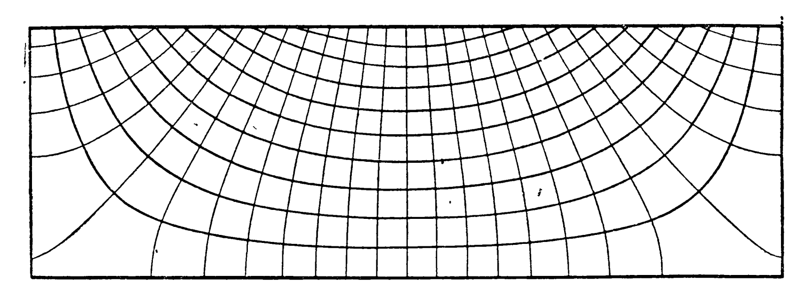
$$B_R=B_L \cos p\varphi.$$

При этих пограничных условиях мы получаем постоянные A и C равными:

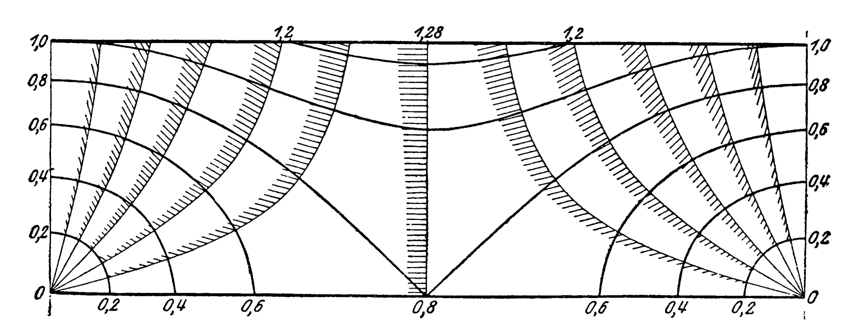
$$A=B_L \frac{R_1^{1-p}}{1-\lambda^{2p}}; \quad C=B_L \frac{-R_1^{1+p}}{\lambda^{-2p}-1}, \tag{215a}$$

где

$$\lambda=\frac{R_2}{R_1}=1 \mp \frac{\pi r}{p\tau}. \tag{215b}$$



Фиг. 160 а. Индукционные линии и линии уровня (вычерчены тонкими линиями) в части листа между средними плоскостями двух полюсов при синусоидальном распределении нормальной составляющей индукции и бесконечно большом диаметре якоря.

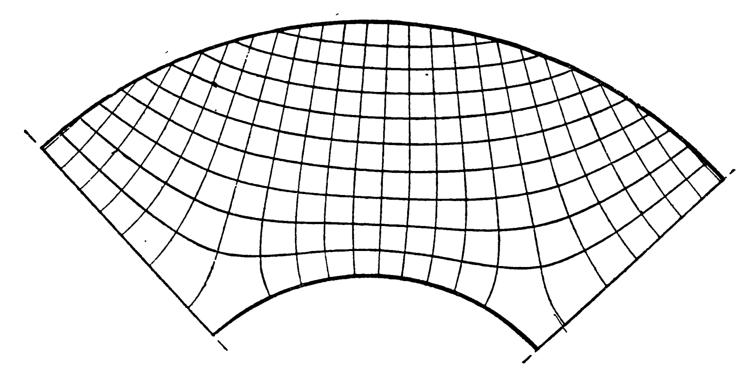


Фиг. 160 b. Линии постоянной индукции (вычерченные жирно) и постоянного угла наклона (тонкие) при распределении индукции по фиг. 160 а. Сравни [L 52, стр. 95].

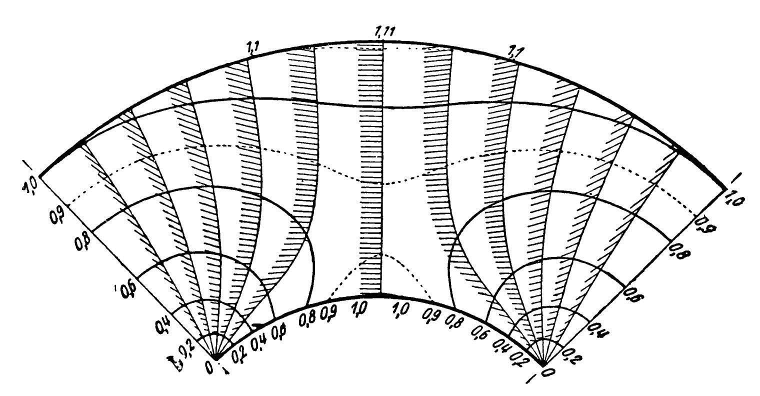
В этих уравнениях B_L — максимальное значение нормальной составляющей индукции на окружности якоря и τ — полюсное деление; остальные величины показаны непосредственно на фиг. 159a и b. В уравн. (215b) отрицательный знак относится к внутреннему якорю (машина с внешними полюсами), положительный знак — к внешнему якорю (машина с внутренними полюсами).

На фиг. 160a и 161a показана найденная по уравн. (214b) и (215) система линий уровня (тонкие) и линий поля (жирные) в части

листа между осями двух полюсов. Фиг. 160a справедлива для бесконечно большого диаметра, фиг. 161a — для четырехполюсного внутреннего якоря, причем в обоих случаях полюсное деление одно и то же. Полный поток в теле якоря подразделен на 10 индукционных трубок с одинаковыми потоками. На фиг. 160b и 161b жирными линиями изображены изоиндукционные линии, т. е. кривые равных индукций (не смешивать с индукционными линиями на 160a и 161a!). Величины индукций надписаны на окружности якоря



Фиг. 161 a. Индукционные линии и линии уровня (вычерчены тонкими линиями) в части листа между средними плоскостями двух полюсов при синусоидальном распределении нормальной составляющей индукции для четырехполюсного внутреннего якоря.

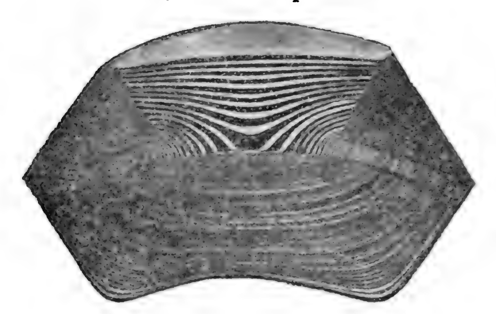


Фиг. 161 b. Линии постоянной индукции (жирные) и постоянного угла между индукцией и радиусом (тонкие) при распределении индукции по фиг. 161 a.

в единицах амплитуды B_L. Тонкими линиями обозначены кривые, на которых угол между радиусом и индукцией ($\measuredangle B_R$, B на фиг. 159a) остается неизменным; эти кривые нанесены в пределах от 0 до 180° для углов, разнящихся между собой на 15°. На кривых постоянного угла наклона для наглядности нанесены по величине и направлению векторы индукции (заштрихованные зоны).

На фиг. 162a и b показаны фотографии полученных экспериментально Торнтоном [Thornton] [Л 49 и 50] линий течения жид-

кости под стеклянной пластинкой, подчиняющегося почти тем же законам, что и течение индукционных линий, если предположить при этом, что проницаемость не зависит от индукции. Большей проницаемости железа по сравнению с воздухом соответствует здесь увеличение поперечного сечения потока жидкости, перпендикулярно к плоскости стекла (плоскость чертежа). Поэтому фиг. 162а может служить также картиной течения индукционных линий у многополюсной машины с постоянным воздушным промежутком между поверхностью полюсного наконечника и поверхностью якоря при постоянной магнитной проницаемости железа. При наличии зубцов распределение индукции в теле якоря остается приблизительно таким же, как и при гладком якоре (см. фиг. 162b).



Фиг. 162 а. Распределение индукции в гладком якоре при постоянной ширине воздушного промежутка.



Фиг. 162 b. Распределение индукции в зубчатом якоре.

Из этих фотографий видно, что поток индукции распределяется по сечению якоря, соответствующему нейтральной зоне, не слишком равномерно. Если отношение радиальной высоты якоря r к полюсному делению τ равно $\frac{r}{\tau} < 0{,}4$, как это бывает в большинстве практических случаев (на фиг. 160 и 161а и b отношение $\frac{r}{\tau} = 0{,}333\ldots$), то наибольшая и наименьшая индукции в поперечном сечении, проходящие через нейтральную зону, отличаются от средней индукции не свыше, чем на 40% [Л 48, стр. 337]. Эта разница смягчается еще больше тем, что магнитная проницаемость при индукциях свыше 7000 гауссов (что обычно и имеет место в действительных условиях) не остается величиной постоянной (см. фиг. 149).

При определении с р е д н е й индукции в поперечном сечении тела якоря, проходящем через нейтральную зону, необходимо принимать во внимание, что в направлении оси машины якорь составлен из отдельных железных листов, отделенных друг от друга изолирующими прокладками и небольшими воздушными прослойками. Поэтому полную аксиальную длину l якоря, за вычетом длины вентиляционных каналов, нужно умножить на коэфициент k_E, который при толщине листового железа 0,5 mm и давлении прессовки около 6 kg/cm² может быть принят равным

$$\underline{K_E \approx 0{,}9.} \qquad (216а)$$

Тогда для средней индукции в теле якоря мы получим формулу

$$B_A = \frac{\Phi}{2K_E lr}, \tag{216b}$$

где Φ — поток индукции, проходящий через поверхность якоря, а $\frac{\Phi}{2}$ — поток индукции в теле якоря. Магнитное напряжение вдоль некоторого пути в теле якоря может быть найдено, если задана нормальная составляющая индукции на окружности якоря, т. е. кривая поля, и если допустить, что проницаемость во всех точках якоря одна и та же. При синусоидальной кривой поля имеем

$$\frac{2}{\pi} B_L \tau = 2B_A r. \tag{217}$$

Для определения магнитного напряжения между точками a и b тела якоря (фиг. 159a и b) можно взять линейный интеграл напряженности поля вдоль любого пути, так как поле в теле якоря является полем, свободным от вихрей. Если взять за этот путь дугу окружности, то напряжение в теле якоря будет равно

$$U'_A = \int_{p\varphi=0}^{p\varphi=\pi} H_t R_1 d\varphi, \tag{218a}$$

где на основании уравн. (215, 215a и 217)

$$H_t = -\frac{\pi r}{\tau} H_A \frac{1+\lambda^{2p}}{1-\lambda^{2p}} \sin p\varphi, \tag{218b}$$

если принять, что во всех точках тела якоря проницаемость соответствует средней индукции B_A. Тогда для напряжения в теле якоря для машин с внутренними и внешними якорями можно написать:

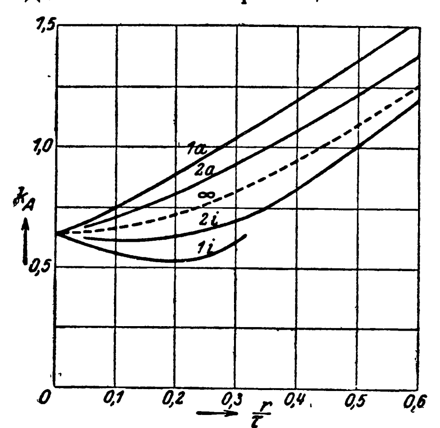
$$U'_A = k_A \tau H_A, \tag{219}$$

где

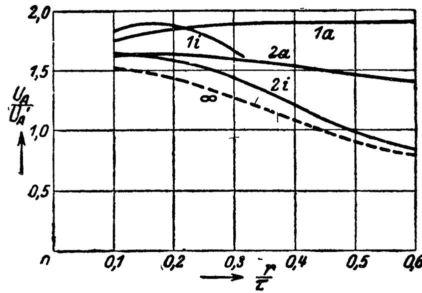
$$k_A = 2\frac{1+\lambda^{2p}}{1-\lambda^{2p}} \frac{r}{\tau}. \tag{219a}$$

Для получения положительных магнитных напряжений направление пути, вдоль которого берется линейный интеграл напряженности поля, и направление самой напряженности поля должны в общем совпадать. Если в уравн. (219) H_A положительно, то для k_A при внешних якорях нужно брать абсолютное значение. На фиг. 163 дан коэфициент k_A для гладкого якоря в функции от $\frac{r}{\tau}$ при числе пар полюсов 1, 2 и ∞. Числа, написанные над кривыми, указывают число пар полюсов. Буква i означает внутренний якорь, буква a — внешний якорь. Зависимость проницаемости от индукции при индукциях свыше 7000 гауссов проявляется в том, что индукция распределяется в теле якоря более равномерно.

Вследствие этого при двухполюсном внутреннем якоре напряжение в теле якоря уменьшается, зато во всех других случаях оно увеличивается, что легко видеть, если рассмотреть линейный интеграл вдоль внешней границы потока индукции в теле якоря (см. фиг. 158).



Фиг. 163. Коэфициент K_A в уравн. (219) при гладком якоре, синусоидальной кривой поля и постоянной проницаемости, для внутренних (i) и внешних якорей (a) с различными числами пар полюсов.



Фиг. 164. Отношение напряжений в сердечнике якоря, найденных по уравн. (220) и (219).

Это обстоятельство проявляется вероятно в ничтожной степени в практически встречающемся отклонении кривой поля от синусоидальной формы. Поэтому напряжение в теле якоря при внешних якорях и многополюсных внутренних якорях, найденное по уравн. (219), обычно бывает несколько меньшим, чем в действительности. Так как однако это напряжение в большинстве случаев составляет весьма малую величину по отношению к суммарному напряжению обхода, то можно написать, что

$$U_A = L_A H_A, \tag{220}$$

где для внутреннего якоря

$$L_A = \frac{\pi D}{2p}, \tag{220a}$$

для внешнего якоря

$$L_A = \frac{\pi d}{2p} \tag{220b}$$

(см. чертежи в таблице 6, приведенной в отделе II G 5, стр. 205).

Величина отношения $\frac{U_A}{U'_A}$ для гладкого якоря ($h = 0$) показана на фиг. 164.

Для наиболее часто встречающихся значений

$$0{,}2 < \frac{r}{\tau} < 0{,}4, \tag{221}$$

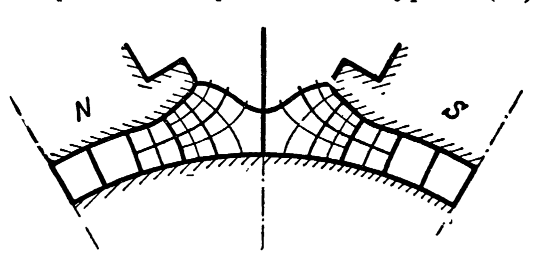
напряжение в теле якоря, найденное по уравн. (220), причем длина пути L_A определяется по уравн. (220a или b), получается несколько большим, чем в идеальном случае, определяемом по уравн. (219).

2. Воздушный промежуток.

Индукция в отдельных зубцах вдоль окружности якоря в значительной степени зависит от распределения индукции в воздушном промежутке машины. На этом основании мы прежде всего займемся изучением распределения поля в воздушном промежутке.

а) **Гладкий якорь.** Возьмем сперва гладкий якорь и допустим, что поверхность полюсного наконечника и поверхность якоря являются поверхностями уровня, что тем ближе к истине, чем больше магнитная проницаемость железа. Далее предположим, что магнитное поле во всех сечениях, перпендикулярных к оси машины, одно и то же, т. е. будем сперва пренебрегать влиянием лобовых поверхностей якоря и полюсного наконечника; тогда будет достаточным исследовать распределение поля только в одном сечении, перпендикулярном к валу машины. Разобьем площадь воздушного пространства (в сечении, перпендикулярном к валу) на единичные трубки (см. отдел I В 5), средняя ширина которых равна их средней длине (жирные линии на фиг. 165, изображающие поле двух половин полюсных наконечников). Средняя линия, проведенная через нейтральную зону, из соображений симметрии имеет тот же самый магнитный потенциал, как и поверхность якоря. Согласно уравн. (24) магнитное напряжение между поверхностями полюсного наконечника и якоря, так называемое напряжение в воздушном промежутке, равно:

$$U_L = \frac{\Phi}{\Pi_0 m l_i}, \qquad (222)$$



Фиг. 165. Линии поля и уровня в воздушном промежутке.

где Φ — поток индукции, вступающий в поверхность якоря с длиной l_i, и m—число единичных трубок.

При вычерчивании линий поля разобьем единичные трубки в междуполюсном пространстве между железными поверхностями по их длине и ширине еще таким образом, чтобы отношение средней ширины и средней длины частичного четырехугольника также равнялось бы единице (сравн. фиг. 165 с четырехкратным подразделением по длине и ширине). При достаточно мелком подразделении криволинейные четырехугольники переходят в квадраты, и мы получаем систему линий уровня и линий поля, пересекающихся под прямым углом [Л 53 и 54]. Картина поля имеет квадратную структуру, нарушающуюся только в углах пограничных поверхностей, к которым также следует отнести и среднюю плоскость, проходящую через нейтральную зону. В таком подразделенном поле можно при заданном потоке индукции Φ в якоре очень точно определить напряжение в воздушном промежутке, так как мы имеем здесь возможность оперировать даже с частями трубок. Число m в уравн. (222), вообще говоря, является дробным числом. Например на фиг. 165 мы получаем:

$$3\frac{3}{4} < \frac{m}{2} < 4,$$

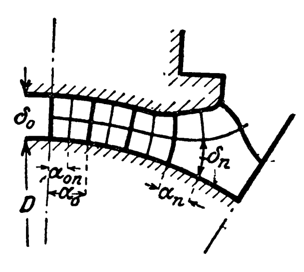
следовательно $m \cong 7{,}6$.

Из уравн. (222) следует, что для определения напряжения в воздушном промежутке вовсе не требуется знать распределение нор-

мальной составляющей на окружности якоря. Это распределение, однако, заслуживает внимания при суждении о машине из других соображений; оно определяет, например, потери на вихревые токи в зубцах. Распределение нормальной составляющей индукции на окружности якоря можно с известным приближением определить, исходя из принятой нами картины поля с квадратной структурой. При таком изображении поля все целые единичные трубки проводят один и тот же поток:

$$\varphi_1 = \frac{\Phi}{m} = \Pi_0 l_i U_L \tag{223}$$

(ср. уравн. 222). Если каждую трубку подразделить на n частичных трубок, на фиг. 166, $n = 2$), проводящих один и тот же поток $\frac{\varphi_1}{n}$, и через α_n обозначить ширину частичной трубки по окружности якоря, то средняя нормальная составляющая индукции по ширине α_n окружности якоря будет равна



Фиг. 166. К определению нормальной составляющей индукции на окружности якоря.

$$B_n = \frac{\varphi_1}{n\alpha_n l_i} = \frac{\Pi_0 U_L}{n\alpha_n}. \tag{224a}$$

Эта средняя нормальная составляющая тем ближе к действительной индукции B на окружности якоря, чем мельче подразделяются трубки, т. е. чем меньше будет α_n. Принимая однако во внимание точность измерений α_n, не рекомендуется слишком далеко заходить при подразделении трубок. Вместо отрезка α_n на окружности якоря точнее брать из чертежа поля длины δ_n трубочных стенок или линий поля между поверхностью якоря и ближайшей линией уровня. Поэтому нормальная составляющая индукции на окружности якоря определяется по следующему приближенному уравнению обычно точнее

$$B \approx \frac{\Pi_0 U_L}{n\delta_n}. \tag{224b}$$

Здесь n — число подразделений магнитного напряжения в том месте воздушного промежутка, в котором берется длина (на фиг. 166, $n = 2$). Правая часть уравн. (224b) представляет собственно среднюю индукцию вдоль линии поля между поверхностью якоря и соседней линией уровня, но она приближается тем больше к нормальной составляющей индукции, чем мельче сделано подразделение. При пограничном значении теоретической ширины воздушного промежутка

$$\delta_i = \lim_{n \to \infty} n\delta_n \tag{225a}$$

имеем

$$B = \frac{\Pi_0 U_L}{\delta_i}. \tag{225}$$

Максимальное значение нормальной составляющей на окружности якоря, которое мы в дальнейшем будем обозначать как B_L, имеет место под серединой полюса. Для B_L мы получим выражение

$$B_L = \frac{\Pi_0 U_L}{n\alpha_{0n}}, \tag{226}$$

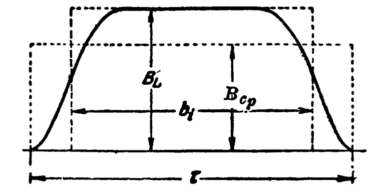
где α_{0n} — ширина частичной трубки под серединой полюса (фиг. 166). Так как вблизи середины полюса нормальная составляющая индукции изменяется незначительно, то вместо n-кратной ширины ($n\alpha_{0n}$) частичной трубки можно ввести ширину полной единичной трубки α_0; тогда максимальное значение нормальной составляющей (под серединой полюса)

$$B_L = \frac{\Pi_0 U_L}{\alpha_0}. \tag{227a}$$

Так как

$$\frac{\delta_0}{\alpha_0} = \frac{D \pm \delta_0}{D} \approx 1, \tag{227b}$$

где знак + относится к машинам с внешними полюсами (фиг. 166) и знак — к машинам с внутренними полюсами, то мы можем также написать



Фиг. 167. Кривая поля, среднее значение B и теоретическая полюсная дуга b_i.

$$B_L = \frac{\Pi_0 U_L}{\delta_0} \frac{D \pm \delta_0}{D} \approx \frac{\Pi_0 U_L}{\delta_0} \tag{227c}$$

или

$$U_L \approx 0{,}8\delta_0 B_L \text{ A}. \tag{227}$$

Здесь δ_0 — расстояние между полюсным наконечником и поверхностью якоря под серединой полюса. В уравн. (227) δ_0 выражено в cm и B_L — в гауссах.

Если нанести распределение нормальной составляющей, определяемой по уравн. (224a или b) вдоль развертки окружности якоря, то мы получим кривую поля (фиг. 167). Ширину прямоугольника, имеющего при той же максимальной индукции B_L ту же площадь, что и кривая поля, называют теоретической (расчетной) полюсной дугой (b_i). Она равна радиальной проекции на окружность якоря дуги полюсного наконечника, которая потребовалась бы при том же потоке якоря Ф, если бы ширина воздушного промежутка под дугой полюса оставалась постоянной, и индукционные линии, выходя из внутренней поверхности полюсного наконечника, вступали бы в якорь без рассеяния радиально (фиг. 168). Величина $\frac{b_i}{\tau} B_L = B_{cp}$ представляет собой среднее значение индукции вдоль полюсного деления τ. Согласно определению теоретической полюсной дуги имеем

$$\Phi = B_L l_i b_i. \tag{228a}$$

С другой стороны, из уравн. (222) и (227c) мы можем написать

$$\Phi = B_L l_i m \delta_0 \frac{D}{D \pm \delta_0}. \qquad (228\text{b})$$

Приравнивая уравнения (228a) и (228b), находим теоретическую полюсную дугу:

$$b_i = m\delta_0 \frac{D}{D \pm \delta_0} \approx m\delta_0. \qquad (228)$$

Таким образом *для определения теоретической полюсной дуги не требуется знания распределения нормальной составляющей индукции вдоль окружности якоря*. Необходимо лишь сосчитать число m индукционных трубок, вступающих в поверхность якоря, и умножить это число на ширину воздушного промежутка под серединой полюса δ_0 (если при этом величина δ_0 сравнительно с диаметром якоря D невелика). На фиг. 166 при $\frac{m}{2} = 3{,}8$ теоретическая полюсная дуга $b_i \approx 7{,}6\,\delta_0$.

Фиг. 168. К разъяснению понятия «теоретическая полюсная дуга».

b) Синусоидальная кривая поля. Практическое значение имеет вопрос об очертании поверхности полюсных наконечников, требующемся для синусоидального распределения нормальной составляющей индукции вдоль окружности якоря. При допущении большой проницаемости в железе не только поверхность якоря, но и поверхность полюсного наконечника должна быть поверхностью уровня. Поэтому для определения вида поверхности полюсного наконечника воспользуемся опять потенциальной функцией в уравн. (214b), где постоянные A и C мы должны определить так, чтобы при $R = R_1$ (радиус внешней поверхности якоря у машин с внешними полюсами и внутренней поверхности якоря у машин с внутренними полюсами; сравн. фиг. 159a и b): $B_R = B_L \cos p\varphi$ и $B_\varphi = 0$ ($\mu = \infty$). При этих пограничных условиях:

$$A = \frac{B_L \cdot R_1^{1-p}}{2}, \quad C = -\frac{B_L R_1^{1+p}}{2} \qquad (229\text{a})$$

и

$$\Phi = -\frac{B_L R_1}{2p}\left[\left(\frac{R}{R_1}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R}\right)^p\right] \cos p\,\varphi. \qquad (229)$$

Если решить эти уравнения относительно R, то радиус-вектор поверхности полюсного наконечника в функции угла φ будет равен

$$R = \sqrt[p]{F + \sqrt{R_1^{2p} + F^2}}, \qquad (230)$$

где

$$F = -\frac{p\Phi R_1^{p-1}}{B_L \cos p\varphi}. \qquad (230\text{a})$$

Обозначая расстояние от поверхности полюсного наконечника до поверхности якоря в середине полюса ($\varphi = 0$) через δ_0, получим

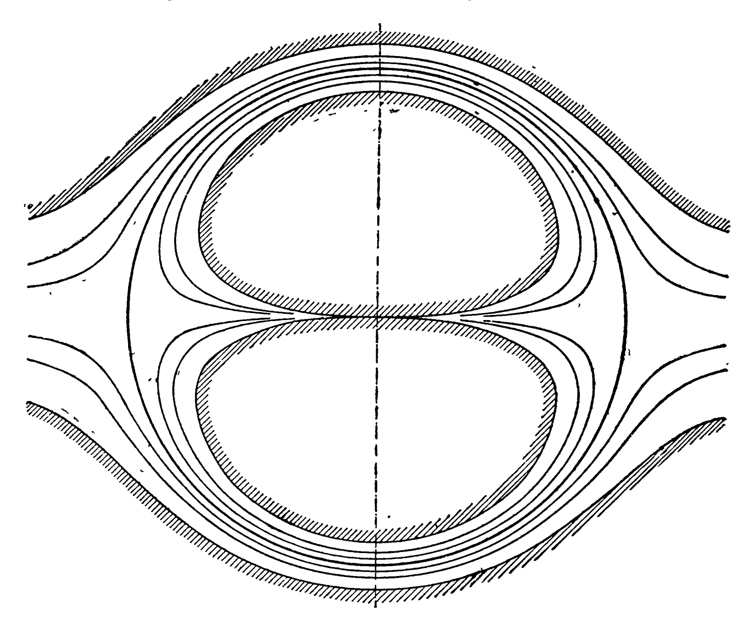
для середины полюса $R = R_1 \pm \delta_0$, где знак + относится к машинам с внешними полюсами, знак — к машинам с внутренними полюсами. Тогда

$$R = \sqrt[p]{\frac{F_0}{\cos p\varphi} + \sqrt{R_1^{2p} + \frac{F_0^2}{\cos^2 p\varphi}}}, \quad (231)$$

где

$$F_0 = \frac{(R_1 \pm \delta_0)^{2p} - R_1^{2p}}{2(R_1 \pm \delta_0)^p}. \quad (231a)$$

Пользуясь последними уравнениями, мы можем найти форму поверхности полюсного наконечника при заданном воздушном промежутке δ_0 под серединой полюса. На фиг. 169 и 170 вычерчены

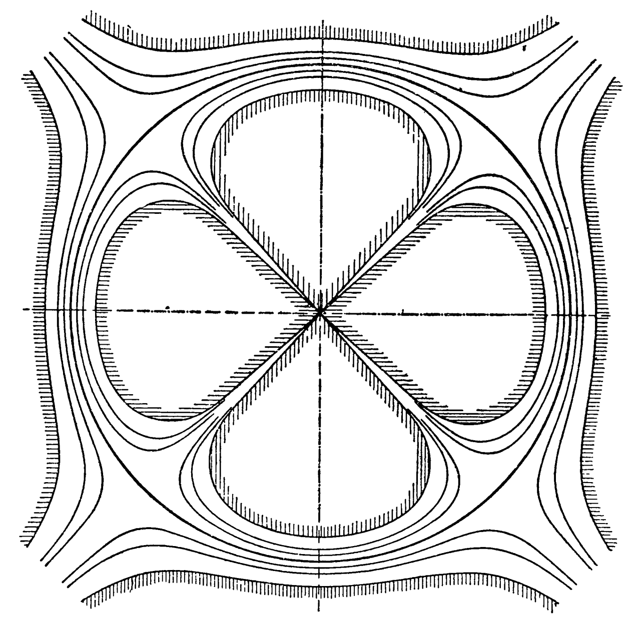


Фиг. 169. Формы полюсных наконечников двухполюсной машины при синусоидальном распределении нормальной составляющей индукции вдоль окружности якоря.

и отмечены штриховкой формы полюсных наконечников для машин с внешними и внутренними полюсами при воздушном промежутке (расстоянии от поверхности полюсного наконечника до поверхности якоря, показанной жирной линией) под серединой полюса $\delta_0 = \pm 0{,}10 R_1$.

На расстояниях $\delta_0 = \pm 0{,}05 R_1$ и $\pm 0{,}025 R_1$ от окружности якоря (по оси полюса) показаны кроме того линии уровня, также представляющие собой очертания поверхностей полюсных наконечников, соответствующих синусоидальной форме кривой поля. Фиг. 169 относится к двухполюсной машине, фиг. 170 — к четырехполюсной. У машин с внешними полюсами полюсный наконечник простирается до бесконечности, у машин с внутренними полюсами — до

центра машины. Однако величина нормальной составляющей индукции на окружности якоря изменится незначительно, если полюсный наконечник имеет более ограниченные размеры. У машин с внутренними полюсами в практических случаях вполне достаточно придать большей части поверхности полюсного наконечника форму дуги окружности, возможно более близкой по своему очертанию к кривой R, определяемой уравн. (231). Радиус этой дуги



Фиг. 170. Формы полюсных наконечников четырехполюсной машины при синусоидальном распределении нормальной составляющей индукции вдоль окружности якоря.

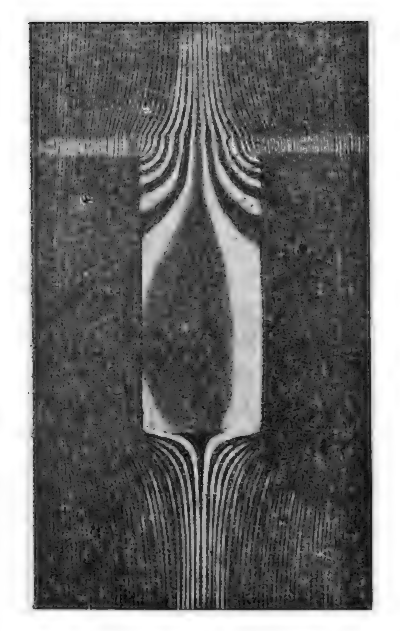
меньше, чем $R_1 - \delta_0$; ее центр лежит на оси полюса. Аналогичным способом можно получить уравнение кривой полюсного наконечника для машины с бесконечно большим диаметром якоря:

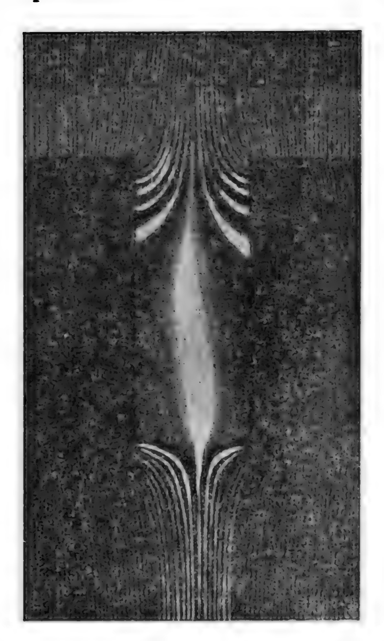
$$\operatorname{sh}\frac{\pi}{\tau}\delta = \frac{\operatorname{sh}\frac{\pi}{\tau}\delta_0}{\cos\frac{\pi}{\tau}x}, \qquad (231')$$

где δ — ширина воздушного промежутка в направлении нормали к поверхности якоря и x — расстояние по окружности якоря от середины полюса [Л 47, стр. 113]. Очертания полюсных наконечников в этом случае одинаковы с индукционными линиями на фиг. 160а.

с) Влияние впадин. В основе наших прежних расчетов лежали некоторые допущения, которые обыкновенно на практике не имеют места. Так, между прочим, мы предполагали, что якорь имеет гладкую поверхность, тогда как в настоящее время все машины строятся исключительно с зубчатыми якорями. У зубчатого якоря индукционные линии в воздушном промежутке сгущаются около

головок зубцов, как это (если принять магнитную проницаемость в железе постоянной) показано на фиг. 171a и b. На этих фото-

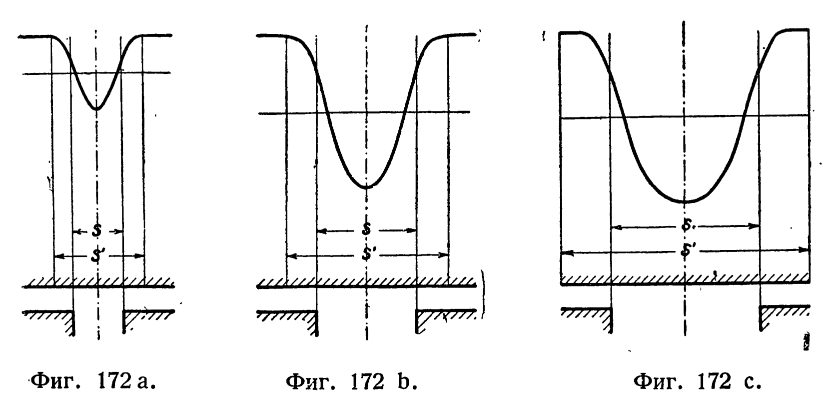




Фиг. 171a Фиг. 171b.

Распределение поля при зубчатом якоре;

a — малый воздушный промежуток; b — большой воздушный промежуток.



Фиг. 172 a. Фиг. 172 b. Фиг. 172 c.

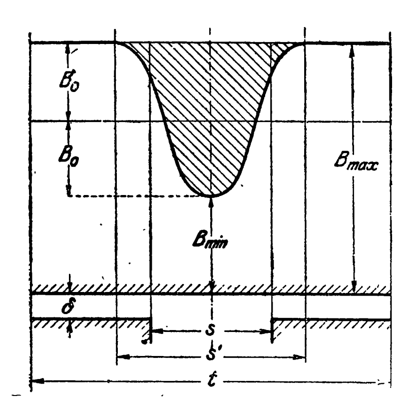
Нормальная составляющая индукции на поверхности полюсного наконечника при различных отношениях ($\frac{s}{\delta}$ = 2,4 и 6) ширины впадины к ширине воздушного промежутка; ср. фиг. 173.

графиях, как и на фиг. 162a и b, изображены экспериментально полученные линии течения жидкости [Л50].

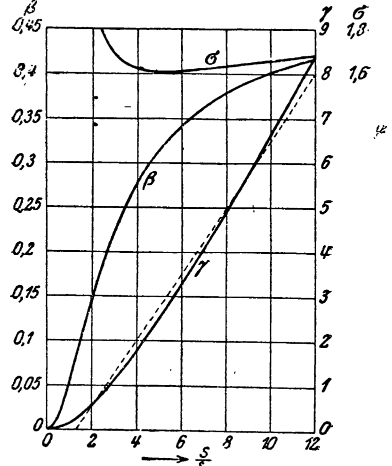
Если стенки впадин параллельны, то, пренебрегая кривизной поверхности полюсного наконечника и якоря и рассматривая эти

поверхности как поверхности уровня, можно магнитное поле в воздушном промежутке найти аналитически помощью конформных изображений [Л 56 до 59]. Этот расчет однако является очень кропотливым, даже если ограничиться определением нормальной составляющей на поверхности якоря, которая, впрочем, уже в достаточной степени выясняет особенности зубчатого строения якоря. Поэтому мы ограничимся лишь тем, что приведем здесь результаты некоторых важнейших вычислений, полученных из уравнений поля.

Нормальная составляющая индукции на поверхности полюсного на-



Фиг. 173. Нормальная составляющая индукции на поверхности полюсного наконечника при $\frac{s}{\delta} = 4{,}8$. Пояснение к уравн. (232) и (233).



Фиг. 174. β [уравн. (232)], σ [уравн. (233)] и γ [уравн. (236 а)] в функции от $\frac{s}{\delta}$.

конечника имеет наименьшую величину в плоскости, проходящей через середину зубца, и обыкновенно постоянна вдоль большей части головки зубца. Ее распределение зависит от отношения ширины впадины (s) к ширине воздушного промежутка (δ) и показано на фиг. 172а до с для $\frac{s}{\delta}$ 2, 4 и 6 в предположении, что впадина является бесконечно глубокой. Отношение

$$\beta = \frac{B_0}{B_{max}} = \frac{B_{max} - B_{min}}{2B_{max}} \tag{232}$$

(ср. фиг. 173, вычерченную для $\frac{s}{\delta} = 4{,}8$), к которому мы вернемся еще в дальнейшем (отдел Н4 и 5), равно [Л 59] [1]

$$\beta = \frac{1 + u^2 - 2u}{2\,(1 + u^2)} \tag{232a}$$

[1] По формуле (260) на стр. 96 статьи Фрея (Frey) [Л 59] при его обозначениях (β — имеет у него другое значение δ — то же, что и у нас) имеем:

$$\frac{B_{yP}}{B_m} = -\frac{\sqrt{\gamma} + \sqrt{\beta}}{1 + \sqrt{\beta\gamma}} \tag{1}$$

где

$$u = \frac{s}{2\delta} + \sqrt{1 + \left(\frac{s}{2\delta}\right)^2}. \qquad (232b)$$

Коэфициент β при различных значениях $\frac{s}{\delta}$ приведен в таблице 5 и кроме того дан на фиг. 174 в зависимости от $\frac{s}{\delta}$.

При бесконечно глубокой впадине

$$\beta = \gamma = \sqrt{\beta\gamma} = (b + \sqrt{1 + b^2})^2. \qquad (2)$$

Тогда при бесконечно глубоких впадинах уравн. (1) переходит

$$\frac{B_{yP}}{B_m} = -2\,\frac{\sqrt[4]{\beta\gamma}}{1 + \sqrt{\beta\gamma}}. \qquad (3)$$

При наших обозначениях уравн (2) и (3) приобретают следующие формы:

$$u^2 = \left[\frac{s}{2\delta} + \sqrt{1 + \left(\frac{s}{2\delta}\right)^2}\right]^2 \qquad (2')$$

и

$$\frac{B_{\min}}{B_{\max}} = \frac{2u}{1 + u^2}; \qquad (3')$$

откуда

$$\beta = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{2B_{\max}} = \frac{1 + u^2 - 2u}{2(1 + u^2)}. \qquad (232a)$$

Распределение нормальной составляющей индукции на поверхности полюсного наконечника определяется из уравнения (211) статьи Фрея, которое для бесконечно глубокой впадины имеет вид

$$\frac{B_y}{B_m} = -\frac{\sqrt{\beta\gamma} - \zeta}{\sqrt{(1 - \zeta)(\beta\gamma - \zeta)}}, \qquad (4a)$$

здесь $\zeta = \xi + i\eta = \rho e^{i\vartheta}$ — точка комплексной плоскости изображения. Поверхности полюсного наконечника соответствует $e^{i\vartheta} = -1$, следовательно $\zeta = -\rho$ и

$$B_y = -\frac{\sqrt{\beta\gamma} + \rho}{\sqrt{(\rho + 1)(\beta\gamma + \rho)}}\,B_m. \qquad (4)$$

Точки поверхности полюсного наконечника в плоскости $z = x + iy$ сечения впадин, соответствующие значениям $\zeta = -\rho$ комплексной плоскости изображения, определяются по первому из двух ур внений (213а) статьи Фрея. Кривая очертания полюсного наконечника имеет уравнение $z = x + i\delta$, где $x = 0$ обознач ет точку пересечения плоскости, проходящей через середину впадины, с поверхностью полюсного наконечника.

Вообще

$$x = \frac{\delta}{\pi}\left[\ln\frac{(\sqrt{\rho+1} + \sqrt{\rho+\beta\gamma})(\sqrt{\beta\gamma}\sqrt{\rho+1} - \sqrt{\rho+\beta\gamma})}{(\sqrt{\rho+1} - \sqrt{\rho+\beta\gamma})(\sqrt{\beta\gamma}\sqrt{\rho+1} + \sqrt{\rho+\beta\gamma})} - 4b\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt[4]{\beta\gamma}}\sqrt{\frac{\rho+\beta\gamma}{\rho+1}}\right] + b\delta. \qquad (5)$$

Для определения нормальной составляющей на поверхности полюсного наконечника нужно подставить в уравн. (4) различные значения ρ и определить по уравн. (5) соответствующие точки x на поверхности полюсного наконечника,

Благодаря наличию впадин поток индукции при одном и том же магнитном напряжении между полюсным наконечником и поверхностью якоря, как и при гладком якоре, будет уменьшаться, или при одном и том же потоке индукции будет увеличиваться напряжение в воздушном промежутке. На фиг. 173 заштрихованная площадь соответствует величине, на которую уменьшается на протяжении одного зубцового деления (t) поток индукции сравнительно с гладким якорем или на которую увеличивается напряжение в воздушном промежутке при одном и том же потоке индукции; пусть площадь будет равна $s'B_0$. Тогда:

$$\sigma = \frac{s'}{s} = \frac{\gamma\delta}{\beta s}, \qquad (233)$$

где β и γ определяются из уравн. (232а) и (236а). Коэфициент σ приведен для различных значений $\frac{s}{\delta}$ в таблице 5 и графически представлен на фиг. 174.

Таблица 5.

Значения коэфициентов β, σ и γ в уравнениях (232), (233) и (236а).

$\frac{s}{\delta}$	β	σ	γ
0	0	∞	0
0,5	0,0149	5,289	0,0394
1,0	0,0528	2,900	0,1531
1,5	0,1000	2,208	0,3312
2,0	0,1464	1,908	0,5587
3,0	0,2226	1,687	1,1266
4,0	0,2764	1,623	1,7947
5,0	0,3143	1,608	2 5277
6,0	0,3419	1,611	3,3051
7,0	0,3626	1,621	4,1147
8,0	0,3787	1,633	4,9487
10,0	0,4019	1,659	6,6692
12,0	0,4178	1,683	8,4395
40,0	0,4750	1,837	34,9120
∞	0,5000	2,000	∞

Возрастание напряжения в воздушном промежутке при одном и том же потоке или уменьшение потока при одном и том же напряжении в воздушном промежутке можно при расчете учесть, заменяя зубчатую поверхность якоря гладкой, проходящей на соответственно большем расстоянии от поверхности полюсного наконечника. Расстояние этой гладкой эквивалентной поверхности от поверхности полюсного наконечника должно быть таким, чтобы индукция в воздушном промежутке на окружности, соответствующей внешней поверхности зубчатого якоря (диаметр D), была равна среднему по времени значению индукции при вращении зубчатого якоря. Эту эквивалентную поверхность даже при вращении якоря мы представляем себе неподвижной. Если обозначить через δ расстояние между поверхностями полюсного наконечника и головки зубца (срав. фиг. 173), то для расстояния гладкой эквивалентной поверхности зубчатого якоря от поверхности полюсного наконечника мы получим выражение:

$$\delta' = k_C\delta, \qquad (234)$$

где k_C всегда больше 1 и главным образом зависит от отношений ширины впадины к ширине воздушного зазора $\left(\frac{s}{\delta}\right)$ и зубцового деления к ширине воздушного промежутка $\left(\frac{t}{\delta}\right)$ (срав. фиг. 173). Множитель k_C называется коэфициентом Картера (Carter), который рассчитал этот коэфициент для совершенно открытых и бесконечно

глубоких впадин [Л 56]. Другие исследователи [Л 57 до 59] показали, что принятие во внимание действительной глубины впадины практически не оказывает заметного влияния на результаты вычислений. Если среднюю индукцию вдоль зубцового деления при гладкой эквивалентной поверхности обозначить через B, то коэфициент Картера определится из уравнения (срав. фиг. 173)

$$B_{max}t - B_0 s' = Bt \qquad (235a)$$

или

$$\frac{B_{max}}{B}\left(t - \frac{B_0}{B_{max}}\, s'\right) = \frac{B_{max}}{B}(t - \beta s') = t; \qquad (235b)$$

отсюда:

$$k_C = \frac{B_{max}}{B} = \frac{t}{t - \beta s'}\,. \qquad (236')$$

Если написать

$$k_C = \frac{t}{t - \gamma\delta}, \qquad (236)$$

то [Л 59, уравн. (269a)]:

$$\gamma = \beta\frac{s'}{\delta} = \frac{4}{\pi}\left[\frac{s}{2\delta}\ \mathrm{arctg}\ \frac{s}{2\delta} - \ln\sqrt{1 + \left(\frac{s}{2\delta}\right)^2}\right] \qquad (236a)$$

или

$$\gamma \approx \frac{\left(\frac{s}{\delta}\right)^2}{5 + \frac{s}{\delta}} \qquad (236b)$$

в пределах $1 < \frac{s}{\delta} < \infty$ при этом получается ошибка, меньшая 10%.

Ошибка от γ входит в k_C не полностью [уравн. (236)]; при $\frac{s}{\delta} < 1$ для определения величины γ с достаточной точностью можно также воспользоваться уравн. (236b). Значения γ, вычисленные по уравн. (236a) для различных отношений $\frac{s}{\delta}$, указаны в таблице 5, а также даны в виде кривой на фиг. 174. Заменив на фиг. 174 кривую для γ пунктирной прямою

$$\gamma = \frac{3}{4}\,\frac{s}{\delta} - 1, \qquad (237a)$$

можно для обычно встречающихся

$$2 \leqslant \frac{s}{\delta} \leqslant 12 \qquad (237b)$$

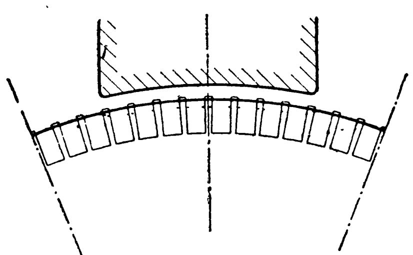
написать

$$k_C \approx \frac{t}{t + \delta - \frac{3}{4}\, s}\,. \qquad (237)$$

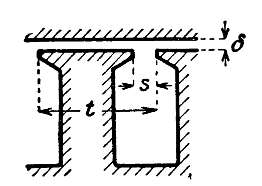
Для полуоткрытых впадин коэфициент k_C, рассчитанный по ширине прореза впадины s (фиг. 175), будет несколько меньше действительного. Так как, однако, мы имеем здесь дело только с поправочной величиной, то этой ошибкой можно пренебречь и в наших уравнениях под s понимать везде ширину прореза впадины.

На фиг. 176 дано для некоторого случая очертание гладкой поверхности эквивалентной действительной зубчатой поверхности якоря (вычерченная жирной линией дуга окружности, пересекающая зубцы). При этом ширина впадины принята преувеличенно большой, чтобы по возможности дальше отодвинуть эквивалентную поверхность от внешней поверхности якоря. Расстояние эквивалентной поверхности от внешней поверхности якоря, как легко показать при помощи уравн. (236), в междуполюсном пространстве практически имеет величину, как и под полюсным наконечником. Эквивалентная поверхность является, следовательно, цилиндрической поверхностью, расстояние которой от середины поверхности полюсного наконечника равно $\delta_0 = k_C\delta$ (ср. фиг. 166).

Иногда впадинами снабжается как внешняя, так и внутренняя части машины (например в индукционных машинах). Отношение



Фиг. 176. Замена зубчатой поверхности якоря гладкой при бесконечно большой магнитной проницаемости в зубцах (дуга, вычерченная жирной линией) и учет влияния напряжения в зубцах путем увеличения воздушного промежутка (пунктирная линия).



Фиг. 175. Значение величины s в полузакрытых впадинах.

$k_C = \frac{B_{\max}}{B}$ в этом случае при всех обстоятельствах больше каждого из коэфициентов Картера

$$k_{C_1} = \frac{t_1}{t_1 - \gamma_1\delta} \quad \text{и} \quad k_{C_2} = \frac{t_2}{t_2 - \gamma_2\delta}, \tag{238a}$$

получаемых в предположении, что один из обоих якорей (2 или 1) является гладким. Если бы во всех относительных положениях якорей прорезы впадин перекрывались головками зубцов (ср. фиг. 177a), то

$$B_{\max} t_1 - B_{0_1} s'_1 - n B_{0_2} s'_2 = B t_1, \tag{239a}$$

где

$$n = \frac{t_1}{t_2} \geqslant 1 \tag{239b}$$

и B — среднее значение индукции во время относительного движения якорей.

Тогда

$$k_C = \frac{t_1}{t_1 - (\gamma_1 + n\gamma_2)\delta}. \tag{239}$$

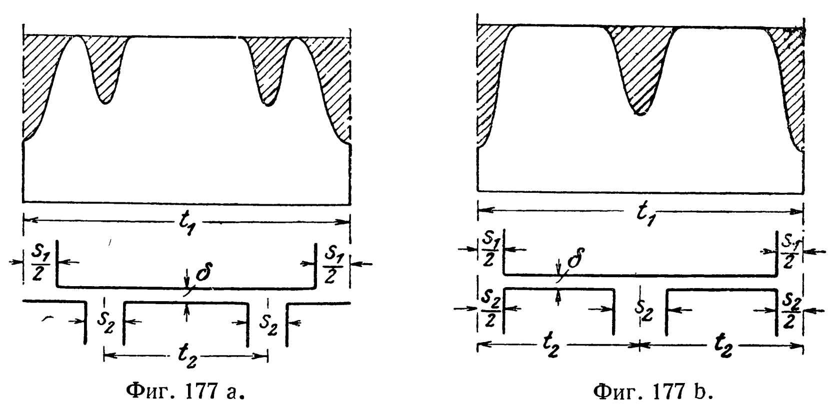
Это значение лишь немного больше, чем

$$k_{C_1} \cdot k_{C_2} = \frac{t_1}{t_1 - (\gamma_1 + n\gamma_2)\,\delta + \frac{n\gamma_1\gamma_2\delta^2}{t_1}}. \tag{238b}$$

Поэтому мы можем написать:

$$k_C \cong k_{C_1} k_{C_2}. \tag{238}$$

Для положений, в которых прорезы впадин обоих якорей находятся друг против друга, коэфициент Картера несколько меньше, чем определяемый по уравн. (239). Вычислим k_C для предельного случая, представленного на фиг. 177b при n = целому числу и $s_1 = s_2$. В положениях, когда прорезы впадин лежат друг против друга, распределение поля является симметричным относительно



Фиг. 177 a. Фиг. 177 b.

Распределение поля в воздушном промежутке, когда обе части машины снабжены зубцами.

средней линии, проходящей через воздушный промежуток, и таким же, как и в случае, когда против зубчатой поверхности на расстоянии $\frac{\delta}{2}$ находится гладкая поверхность. Тогда:

$$k_C = \frac{t}{t - (n-1)\gamma\delta - \gamma' \frac{\delta}{2}} = \frac{t}{t - (1+n)\gamma\delta + 2(1-\alpha)\gamma\delta}, \tag{240}$$

где

$$\gamma' = \frac{\left(\frac{2s}{\delta}\right)^2}{5 + \frac{2s}{\delta}} = 4\alpha\gamma \tag{240a}$$

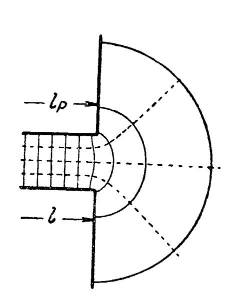
$$\alpha = \frac{5 + \frac{s}{\delta}}{5 + 2\frac{s}{\delta}}, \quad 0{,}5 < \alpha < 1. \tag{240b}$$

При $\alpha = 1$ уравн. (240) переходит в уравн. (239) ($t_1 = t$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$).

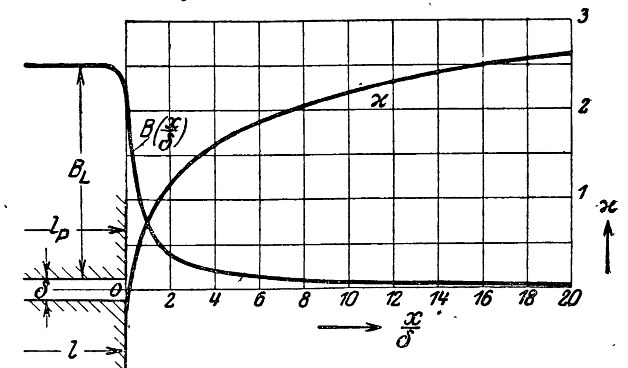
Следовательно в пограничном положении, когда прорезы впадин лежат друг против друга, коэфициент Картера на немного меньше, чем в случае, когда прорезы впадин перекрываются головками зубцов [уравн. (239)]. Еще в меньшей степени будет отклоняться от значения, определяемого формулой (239), среднее

значение коэфициента Картера при относительном движении. Поэтому во всех практических случаях, когда ширина прорезов впадин мала по сравнению с шириной головок зубцов, можно определить коэфициент Картера по уравн. (238), которое также дает несколько меньшие значения, чем уравн. (239).

d) **Влияние лобовых поверхностей.** Расчет распределения поля в воздушном промежутке велся нами до сих пор в предположении, что во всех плоскостях, перпендикулярных к валу машины, поле остается неизменным, т. е. мы пренебрегали влиянием лобовых поверхностей полюса и якоря. Однако, в действительности на лобовых поверхностях индукционные линии расширяются, и их влияние сказывается как бы в удлинении якоря (фиг. 178). Это



Фиг. 178. Индукционные линии на лобовых поверхностях, лежащих в одной и той же плоскости.



Фиг. 179. Индукция вне лобовых поверхностей и коэфициент $\varkappa$ в уравн. (242) в функции расстояния x от лобовых поверхностей, отнесенного к ширине воздушного промежутка δ.

влияние можно учесть, если вместо действительной длины якоря ввести теоретическую (расчетную) длину l_i аналогично теоретической полюсной дуге b_i. Уже и раньше мы вместо действительной длины якоря l пользовались теоретической длиной.

Расширение индукционных линий на лобовых поверхностях, показанное на фиг. 178, где лобовые поверхности якоря и полюсного наконечника лежат в одной плоскости ($l = l_p$), можно в случае гладкого якоря рассчитать вполне точно, если пренебречь при этом кривизной окружности якоря, влияние которой однако незначительно, и принять, что радиальные размеры полюса и якоря имеют бесконечно большую длину [Л 59 и 60]. Линия уровня, делящая в продольном сечении машины магнитное напряжение между полюсом и якорем на две равные части, представляет собой прямую, проходящую через середину воздушного промежутка. Поэтому нашу задачу можно свести к определению поля между полюсом (имеющим в продольном разрезе прямоугольную форму) и гладкой (бесконечно длинной) железной поверхностью (фиг. 179). Решение этой задачи известно [Л 59 и 60]. Величины нормальной составляющей на средней линии, проходящей через воздушный промежуток, нанесены на фиг. 179 по оси ординат. Осью абсцисс здесь является средняя линия воздушного промежутка. Величина нор-

мальной составляющей индукции зависит только от магнитного напряжения между железными поверхностями и от расстояния (в единицах ширины воздушного промежутка δ) от плоскости, в которой лежат лобовые поверхности. При определении потока индукции необходимо принимать во внимание, что индукция в воздушном промежутке начинает убывать уже вблизи лобовых поверхностей, приблизительно начиная от точки $\frac{x}{\delta} = -1$ (фиг. 179), где она составляет $B = 0{,}9995\ B_L$ [Л 59]. Поэтому поток индукции до расстояния x от обеих лобовых поверхностей [Р 22] при ширине полюса, равной 1 (перпендикулярно к плоскости чертежа на фиг. 179):

$$\Phi = (l - 2\delta)\ B_L + 2\delta \int\limits_{\frac{x}{\delta}=-1}^{\frac{x}{\delta}} B d\left(\frac{x}{\delta}\right) \qquad (241a)$$

тогда как, если бы индукционные линии из лобовых поверхностей не выходили и, кроме того, если бы они проходили в воздушном промежутке прямолинейно, мы имели бы

$$\Phi' = l B_L. \qquad (241b)$$

Из уравн. (241a и b) получается:

$$\frac{l_i - l}{l} = \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} = 2\delta \left[\frac{1}{l} \int\limits_{\frac{x}{\delta}=-1}^{\frac{x}{\delta}} \frac{B}{B_L}\, d\left(\frac{x}{\delta}\right) - 1\right]. \qquad (241)$$

Отношение

$$\varkappa = \frac{l_i - l}{\delta} = 2 \int\limits_{\frac{x}{\delta}=-1}^{\frac{x}{\delta}} \frac{B}{B_L}\, d\left(\frac{x}{\delta}\right) - 2 \qquad (242)$$

нанесено на фиг. 179, в функции от $\frac{x}{\delta}$.

Расстояние x, до которого следует принимать во внимание расширение индукционных линий, зависит от радиальных размеров полюсов и якоря и от аксиальной протяженности обмотки якоря. Из фиг. 179 видно, что начиная с расстояния, равного приблизительно $\frac{x}{\delta} = 8$, величина индукции уже очень мала и поэтому при $l = l_p$, как на фиг. 179, теоретическую длину якоря можно взять равной:

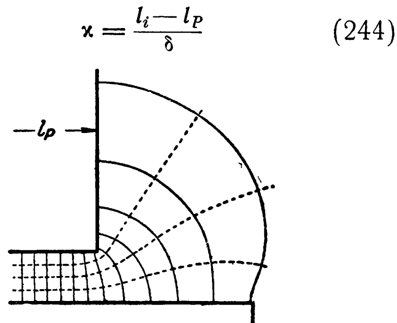
$$l_i = l_p + \varkappa\delta \approx l_p + 2\delta. \qquad (243)$$

Якорь составляется из отдельных дисков листового железа, изолированных друг от друга немагнитными прокладками. Торцовые диски, воспринимающие поток, вступающий в лобовые поверхности, будут поэтому насыщаться сильнее, чем остальные части

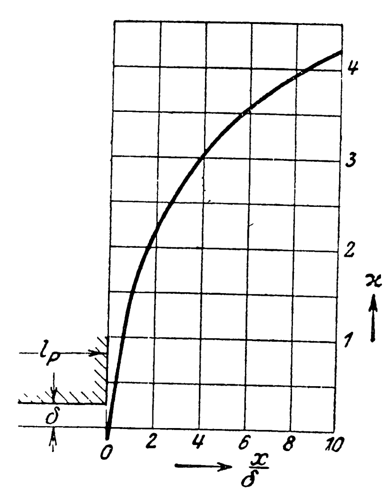
якоря, вследствие чего торцовый поток несколько ослабляется. При вращении якоря индукционные линии, вступающие под прямым углом в лобовые поверхности, индуктируют вихревые токи, заглушающие отчасти торцевый поток. Поэтому теоретическая длина якоря, рассчитанная по уравн. (243), при вращении якоря будет несколько преувеличенной.

С целью возможного ослабления вредных потерь от вихревых токов вблизи лобовых поверхностей рекомендуется длину якоря брать несколько больше, чем аксиальную длину полюсного наконечника (фиг. 180). И в этом случае распределение индукционных линий, если пренебречь кривизной окружности якоря, можно для гладкого якоря рассчитать вполне точно [Л 59]. Если при этом принимать во внимание только индукционные линии, вступающие в поверхность якоря, т. е. если пренебречь линиями, входящими в лобовые поверхности, то отношение

$$\varkappa = \frac{l_i - l_p}{\delta} \tag{244}$$



Фиг. 180. Индукционные линии на лобовых поверхностях полюса, если $l > l_p$.



Фиг. 181. Коэфициент $\varkappa$ в уравн. (244), в функции отнесенной к δ длины x, на которую якорь выступает за полюсный наконечник.

в функции, отнесенной к ширине воздушного промежутка δ длины x, на которую торцовые части якоря выступают за торцовые части полюса, изобразится кривой, показанной на фиг. 181. С грубым приближением можно считать для

$$x < 4\delta; \quad \varkappa \approx \frac{x}{\delta}, \tag{245a}$$

и тогда при гладком якоре без вентиляционных каналов для

$$l_p < l < l_p + 8\delta; \quad l_i \approx \frac{l + l_p}{2}, \tag{245}$$

так как

$$l - l_p = 2x.$$

По уравн. (245) $l_i = l_p$, если $l = l_p$, в то время как уравн. (243) дает $l_i \approx l_p + 2\delta$. Это противоречие объясняется тем, что в последнем случае мы из соображений, установленных раньше, пренебрегали поотком индукции, вступающим в лобовые поверхности якоря.

Обыкновенно якорь снабжается вентиляционными каналами (фиг. 182). И в этом случае при гладком якоре мы можем рассчитать теоретическую длину якоря совершенно точно. Магнитное поле между полюсным наконечником и якорем в продольном сечении машины здесь распределяется совершенно так же, как и в поперечном сечении при зубчатом якоре. Коэфициент Картера можно вычислять по уравн. (236) или (237), если при этом положить (срав. фиг. 182)

$$s = o,\ t = l' + o \text{ и } \delta = \delta.$$

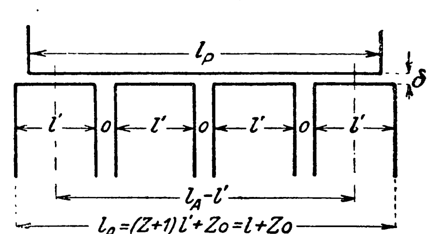
Тогда

$$l_i = \frac{l_A - l'}{k_C} + \left[l_P - (l_A - l' + \varkappa\delta\right] \tag{246}$$

(см. фиг. 182), где l_A — длина якоря с вентиляционными каналами, а коэфициент $\varkappa$ выбирается на основании сказанного выше.

Согласно приближенного уравн. (237) для

$$2 \leqslant \frac{o}{\delta} \leqslant 12:\ k_C = \frac{l' + o}{l' + 0{,}25\ o + \delta}. \tag{247a}$$



Фиг. 182. Обозначения для якоря при Z (= 3) вентиляционных каналах. l — суммарная длина пакетов без воздушных каналов.

Тогда, на основании уравн. (246), теоретическая длина якоря:

$$l_i = l_P - Z\ (0{,}75 \cdot o - \delta) + \varkappa\delta, \tag{247}$$

если через Z обозначить число вентиляционных каналов и иметь в виду, что

$$l = (Z + 1)\ l' \text{ и } l_A = l + Z \cdot o \qquad (247b \text{ и } c)$$

(сравн. фиг. 182). Если длины отдельных пакетов железа не совсем одинаковы, то в уравн. (246) и (247) для l' следует подставлять среднее значение длин отдельных пакетов.

Иногда вентиляционные каналы устраивают и в полюсных наконечниках. Если каналы якоря и полюсного наконечника расположены друг против друга, то средняя линия, проведенная через воздушный промежуток, делит магнитное напряжение между полюсным наконечником и поверхностью якоря на две равные части, и тогда при гладком якоре коэфициент Картера также может определяться из уравн. (247a), а длина l_i из уравн. (247), если вместо δ подставить величину $\frac{\delta}{2}$.

Строго говоря, бумажные прослойки между якорными листами тоже следовало бы учитывать, вводя некоторый коэфициент Картера, подставляя в уравн. (236a) или (b) вместо t — суммарную толщину листового железа и изоляции, вместо s толщину изоляции и вместо δ ширину воздушного прослойка между якорем и полюсным наконечником. Однако этот поправочный коэфициент во всех практических случаях лишь на несколько тысячных отклоняется от единицы, и поэтому его влиянием можно пренебречь.

Наконец, следовало бы еще предусмотреть, что теоретическая длина якоря, начиная приблизительно от точек окружности, в которых воздушный прослоек между полюсными наконечниками начинает расширяться, возрастает по направлению к нейтральной зоне, так как ширина воздушного промежутка δ увеличивается [Л 54, стр. 104].

Из уравн. (243) и фиг. 179, а также из уравн. (244) и фиг. 181 следует, что это имеет место, когда расширение индукционных линий в местах, соответствующих большему воздушному промежутку, рассчитывается не только до точек, определяемых одинаковым относительным расстоянием от лобовых поверхностей (выраженным как кратное от ширины соответственного воздушного промежутка), но и до точек, определяемых одинаковым абсолютным расстоянием от лобовых поверхностей. Так как однако нормальная составляющая индукции на поверхности якоря при увеличении δ быстро падает (фиг. 166 и 167), то обычно точное определение теоретической длины якоря вне области полюсного наконечника не производится, и для целей практики достаточно считать, что величина l_i остается вдоль поверхности якоря неизменной, и определять ее под серединой полюсного наконечника. При этом напряжение в воздушном промежутке для данного потока индукции Ф будет определяться с некоторым запасом.

При зубчатом якоре теоретическая длина l_i, рассчитанная как для гладкого якоря, не вполне соответствует действительности. Лобовые поверхности якоря вследствие наличия впадин и часть торцового поля при вращении якоря будет также глушиться реакцией вихревых токов, индуктированных в торцовых листах отдельных пакетов. Все эти влияния можно учесть, определяя теоретическую длину якоря по упрощенной формуле

$$l_i = l_P - \frac{Z \cdot o}{2} + \varkappa\delta, \tag{248a}$$

которую, пользуясь приближенным уравн. (245), можно также написать в форме:

$$l_i = \frac{l_P + l}{2}. \tag{248}$$

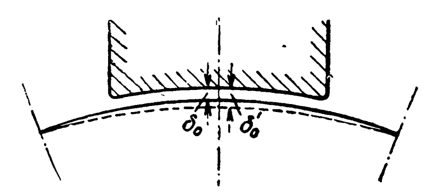
По уравн. (248) в большинстве практических случаев можно вести расчет и тогда, когда, кроме якоря, полюсный наконечник также имеет вентиляционные каналы; при этом вместо l_P нужно подставить аксиальную длину полюсного наконечника за вычетом вентиляционных каналов.

е) Влияние магнитной проницаемости железа. Последнее предположение, которое мы делали при расчете распределения индукции в воздушном промежутке, сводилось к тому, что поверхности якоря и полюсного наконечника являются поверхностями уровня, и, следовательно, индукционные линии выступают из железных поверхностей в перпендикулярном направлении. Это допущение не вполне выполняется даже и при гладком якоре. Для индукционных трубок, входящих в якорь в нейтральной зоне, напряжение в якоре равно нулю; для индукционных трубок, вступающих в якорь

под серединой полюса, напряжение в якоре будет наибольшим (срав. фиг. 160 и 161). Поэтому влияние проницаемости в теле якоря на распределение поля в воздушном промежутке может быть учтено соответствующим увеличением расстояния между поверхностями якоря и полюсного наконечника, как это в преувеличенном виде показано пунктирной линией на фиг. 183. Наибольшее расстояние этой эквивалентной поверхности от действительной поверхности якоря будет иметь место под серединой полюса, где его можно принять равным

$$\delta_0' - \delta_0 = \frac{U_A}{2U_L}\,\delta_0. \tag{249}$$

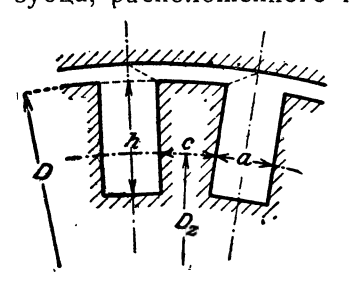
Здесь δ_0 — истинный воздушный промежуток под серединой полюса, U_L магнитное напряжение в воздушном промежутке и U_A — магнитное напряжение в теле якоря. Это расстояние почти во всех практических случаях весьма мало, и при определении распределения поля в воздушном промежутке всегда можно пренебрегать напряжением в теле якоря. Поверхность полюсного наконечника в большинстве практических случаев можно рассматривать как поверхность уровня, ибо в сердечнике полюса и в ярме индукция распределяется по поперечному сечению весьма равномерно, и магнитное напряжение вдоль полюсного наконечника, если он рассчитан правильно, благодаря увеличению поперечного сечения, крайне незначительно. Однако, при вычерчивании картины поля нужно помнить, что вследствие конечного значения проницаемости железа индукционные линии вблизи нейтральной зоны, где индукция в якоре направлена почти тангенциально, входят в поверхность якоря не совсем под прямым углом (срав. фиг. 15 и 162*а*).



Фиг. 183. Учет влияния магнитного напряжения в теле якоря путем расширения воздушного промежутка при гладком якоре; ср. уравн. (249).

Напротив, большое влияние оказывает магнитное напряжение вдоль зубцов, которое главным образом становится заметным в тех точках воздушного промежутка, где нормальная составляющая индукции на окружности якоря достигает своего наивысшего значения и быстро уменьшается с увеличением воздушного промежутка. Это влияние также можно учесть путем увеличения расстояния поверхности якоря от полюсного наконечника. Примерный вид этой эквивалентной поверхности показан на фиг. 176 пунктирной кривой. Форму эквивалентной поверхности мы можем здесь определить однако путем постепенного приближения, так как магнитная нагруженность зубцов зависит от распределения поля в воздушном промежутке, и обе эти величины влияют друг на друга [Л 54, стр. 95 и 96]. Если принять, что во всех зубцах имеет место одно и то же магнитное напряжение, то нет необходимости предусматривать его путем расширения воздушного промежутка, так

как его, подобно напряжению в теле якоря, можно рассчитать отдельно и определить распределение поля в воздушном промежутке для эквивалентной поверхности при бесконечно большой проницаемости зубцов (сплошная кривая на фиг. 176). Если считать, что магнитное напряжение каждого зубца равно напряжению вдоль зубца, расположенного под серединой полюса, то нормальная составляющая вблизи нейтральной зоны получится несколько меньшей, чем в действительности, следовательно при данном потоке индукции получится несколько преувеличенное напряжение в воздушном промежутке, чем увеличивается надежность расчета.



Фиг. 184. Пояснение к уравн. (252).

Допущения, которые мы в отделе „а" положили в основу расчета напряжения U_L в воздушном промежутке, исправляются, следовательно, путем введения теоретической длины якоря (по уравн. 248), если кроме того при зубчатом якоре мы под δ_0 будем понимать воздушный промежуток для гладкой поверхности, эквивалентной зубчатой при бесконечно большой проницаемости зубцов.

$$\delta_0 = k_C \delta, \tag{250}$$

где δ — действительный воздушный промежуток под серединой полюса. Тогда напряжение в воздушном зазоре U_L будет определяться по уравн. (222) или (227) с некоторым преувеличением, дающим большую надежность расчета.

3. Якорные зубцы.

После того как мы изучили распределение индукции в воздушном промежутке машины, можно приступить к определению магнитного напряжения вдоль зубца — так называемого зубцового напряжения. При этом мы будем рассматривать зубец под серединой полюса и первоначально примем, что все индукционные линии, ограниченные средними плоскостями соседних впадин, проходят через железо зубца (ср. фиг. 184). Найденную таким путем магнитную напряженность B'_Z называют к а ж у щ е й с я индукцией зубца, так как в действительности не все индукционные линии проходят через зубец, а часть их ответвляется через параллельно включенные пути из немагнитного материала (ср. фиг. 171a и b). Поток между средними плоскостями соседних впадин равен

$$\Phi'_Z = B_L l_i t, \tag{251a}$$

где B_L — индукция под серединой полюса для гладкой поверхности якоря, заменяющей зубчатую (отдел 2c) и t — зубцовое деление по окружности якоря с диаметром D. Поперечное сечение железа зубца в радиальном направлении, вообще говоря, изменяется и

в точках, лежащих на окружности с диаметром D_z (сравн. фиг. 184, $D-2h \leqslant D_z \leqslant D$) равно

$$Qz = k_E lc. \qquad (251b)$$

Здесь $k_E l$ — истинная аксиальная длина железа (без бумаги и воздуха, отд. 1а) и

$$c = \left(\frac{\pi D_z}{N} - a\right), \qquad (251c)$$

где N — число впадин и a их ширина по окружности с диаметром D_z. В большинстве случаев стенки впадин параллельны; тогда a не зависит от D_z.

Из уравн. (251a до (c) мы находим выражение для кажущейся индукции в зубцах

$$B'_Z = \frac{l_i}{k_E l} \cdot \frac{t}{c} B_L = \frac{l_i}{l} \frac{\pi D}{k_E(\pi D_z - aN)} B_L. \qquad (252)$$

При кажущихся индукциях свыше 17 000 гауссов магнитным потоком, проходящим через параллельно включенные впадины и изолирующие прокладки между листами железа, уже пренебрегать нельзя. Обозначая поток индукции через эти ответвленные пути через Φ_N и действительный поток индукции в зубцах через Φ_Z, найдем, что

$$\Phi'_Z = \Phi_Z + \Phi_N; \qquad (253a)$$

разделив обе части уравнения на поперечное сечение железа зубца Q_Z, получим

$$B'_Z = B_Z + k_Z B_N, \qquad (253b)$$

где коэфициент

$$k_Z = \frac{Q_N}{Q_Z} \qquad (253c)$$

выражает отношение суммарного поперечного сечения немагнитных параллельных путей Q_N к сечению железа зубца Q_Z. Таким образом в этом уравнении B_Z — действительная индукция в зубце, а B_N — индукция в параллельных ответвлениях. Так как тангенциальная составляющая напряженности поля переходит из одной среды в другую непрерывно, то

$$B_N = \Pi_0 H$$

или

$$B_N = 0{,}4\pi H \text{ гауссов}, \qquad (254)$$

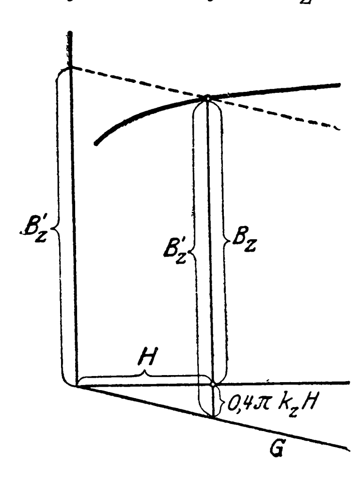
где H — напряженность поля, соответствующая действительной индукции в зубце B_Z, выраженная в A/cm. Итак, действительная индукция в зубце получается равной:

$$B_Z = B'_Z - 0{,}4\pi k_Z H \text{ гауссов}. \qquad (255)$$

Если на фиг. 185, представляющей часть кривой намагничивания, нанести прямую

$$G \equiv -0{,}4\pi k_Z H \text{ гауссов} \tag{256}$$

в функции H и через ординату, соответствующую кажущейся индукции в зубце B'_Z, провести к прямой параллель, то точка пересечения с кривой намагничивания определит действительную индукцию в зубце B_Z, а соответствующий отрезок на оси абсцисс выразит напряженность поля в A/cm. Параллель к прямой G можно и не проводить, в таком случае отрезок B'_Z берут циркулем и отыскивают абсциссу, для которой ордината от прямой G до кривой намагничивания равна B'_Z. Для практически встречающихся значений k_Z функция $G \equiv -0{,}4\pi k_Z H$ нанесена вместе с кривыми намагничивания на фиг. 150 и 151, причем на фиг. 150 в функции напряженности поля H в том же масштабе оси абсцисс, как и кривые, отмеченные индексом 1, а на фиг. 151 как функция логарифма H.



Фиг. 185. Определение действительной индукции в зубцах B_Z по кажущейся B'_Z.

Из кривых на фиг. 150 и 151 с помощью циркуля легко получить действительную индукцию в зубце B_Z по соответствующей кажущейся индукции B'_Z и соответствующей напряженности поля H.

Немагнитные пути, включенные параллельно зубцам, состоят главным образом из пространства впадин и изолирующих прокладок между отдельными листами железа. Пренебрегая расширением индукционных линий на лобовых поверхностях, можно их поперечное сечение принять равным

$$Q_N \approx l\,[a + (1 - k_E)\,c]. \tag{257a}$$

Тогда, приняв во внимание уравн. (251b) для отношения поперечных сечений [уравн. (253c)], можно написать

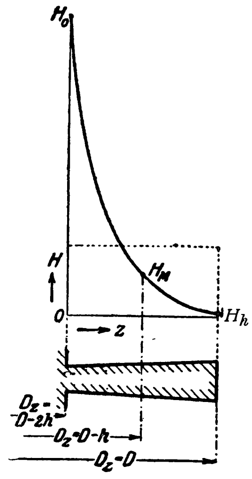
$$k_Z \approx \frac{a+c}{k_E c} - 1 = \frac{\pi D_z}{k_E(\pi D_z - aN)} - 1. \tag{257}$$

При определении магнитного зубцового напряжения U_Z необходимо учитывать, что ширина зубца c, вообще говоря, не является постоянной по всей высоте зубца и, например, при внутреннем якоре она возрастает от основания к головке зубца. Магнитное напряжение вдоль зубца будет

$$U_Z = \int_{Z=0}^{Z=h} H dz = hH_M \tag{258}$$

(ср. фиг. 186). Чтобы определить значение этого интеграла, можно напряженность поля H нанести вдоль зубца и вычислить прибли-

женным методом площадь, ограниченную кривой H и осью абсцисс. Быстрее всего приводит к цели интегрирование по правилу Симпсона (Simpson). При этом обычно достаточно определить напряженность поля у основания (H_0, $D_z = D - 2h$), у середины (H_M, $D_Z = D - h$) и у головки зубца (H_h, $D_z = D$).



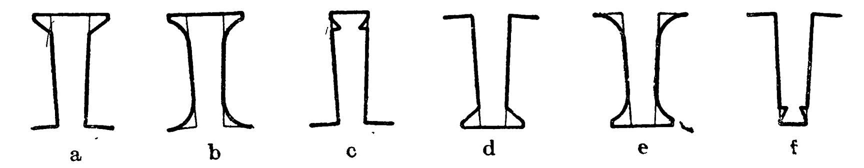
Фиг. 186. Магнитная напряженность вдоль зубца и ее среднее значение.

Тогда

$$U_Z \approx \frac{H_0 + 4H_M + H_h}{6}. \qquad (259)$$

При очень высоких индукциях и сильно конических зубцах зубцовое напряжение, вычисленное по уравн. (259), получается слишком большим. Так, например, при максимальной кажущейся индукции в зубце 24500, действительной 22000 гауссов и отношении между наибольшей и наименьшей шириной зубца, равном 2, получаются напряжения, на 27% бóльшие истинных. Фиг. 186 относится к тем же самым значениям индукции, но при отношении ширины, равном 1,6, здесь уравн. (259) дает значения, на 13% бóльшие действительных. Если в этих случаях желательно расчет вести более точно, то напряженность поля необходимо определить в числе мест зубца, большем, чем 3.

Не всегда зубцы имеют такую простую форму, как мы здесь предполагали. При полуоткрытых впадинах головки зубцов расширяются (фиг. 187a и b при внутреннем якоре, фиг. 187d и e при внешнем якоре), при закругленных впадинах (фиг. 187b и „e“)



Фиг. 187. Формы зубцов.

расширяются еще и основания зубцов. При совершенно открытых впадинах с креплением проводов в пазу посредством клиньев ширина головки зубца уменьшается гнездами для клина (фиг. 187c при внутреннем якоре, f при внешнем якоре). В этой части зубца напряженность поля H можно рассчитать отдельно указанным выше способом и определить зубцовое напряжение как показано на фиг. 186. Но обычно и здесь удовлетворяются определением напряженностей H_0, H_M и H_h (фиг. 186), причем расширение и сужение не принимаются во внимание (тонкие линии на фиг. 187a до f). При совершенно открытых впадинах с креплением проводов клиньями (фиг. 187c и f) найденное зубцовое напряжение будет несколько малым, однако ошибка обычно не велика, так как су-

жение зубца происходит по очень малой длине, и суженная часть, кроме того, несколько разгружается, вследствие расширения индукционных линий около зубцов. Во всех других случаях, пренебрегая отклонением от простой формы зубцов (фиг. 186), мы получаем большую надежность расчета. У машин с малым диаметрами якорей зубцы при параллельных стенках впадин было бы сильно коническими. Если в таких случаях устроить параллельными не стенки впадин, а стенки зубцов (фиг. 188), то при одном и том же напряжении в зубцах можно допустить большие зубцовые индукции.

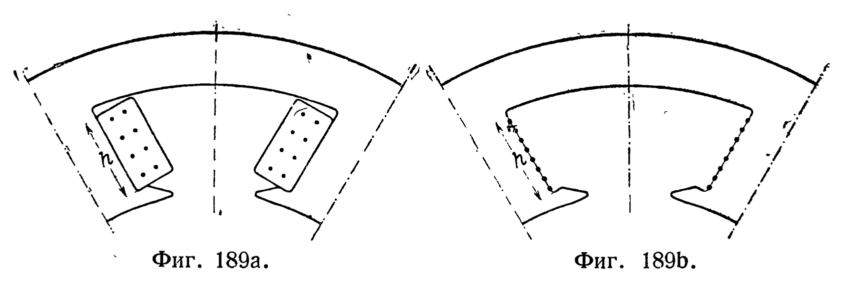
Фиг. 188. Впадина с параллельными стенками зубцов.

В этом случае

$$U_Z \approx hH_M. \tag{260}$$

4. Индуктор

При определении магнитной индукции вдоль сердечника полюса мы должны принимать во внимание поток рассеяния, выступающий из наружной поверхности полюсов и замыкающийся не через тело якоря, а через соседние полюса и ярмо. Этот поток рассеяния для машин с внешними полюсами составляет обыкновенно 10—20% от потока в якоре, для машин с внутренними полюсами 10—30%. Так как невозможно точно определить распределение поля в воздушных пространствах внутри и вне машины, то приходится избирать приближенное решение вопроса. При этом мы сперва опять



Фиг. 189a. Фиг. 189b.

Замена пространственного полного тока обмотки возбуждения (a) линейной нагрузкой, равномерно распределенной на поверхности полюса (b).

предположим, что аксиальная длина машины бесконечно велика и поперечное сечение, перпендикулярное к валу машины, во всех точках машины одно и то же. Тогда будет достаточным найти распределение поля только в одной плоскости поперечного сечения.

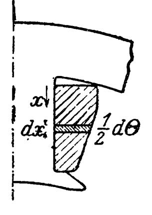
а) Картина поля в поперечном сечении машины. Применить здесь метод вычерчивания картины поля с помощью линий уровня без некоторых преобразований нельзя, так как междуполюсные пространства в большей части заполнены полным током обмотки возбуждения (сравн. фиг. 189*a*). Однако, если оттеснить полный ток обмотки возбуждения к поверхностям полюсных сердечников, т. е., следовательно, если заменить пространственный полный ток

поверхностным, распределенным на поверхностях полюсов, как это показано точками на фиг. 189b, то в междуполюсном пространстве получится поле, свободное от вихрей, которое допускает применение метода вычерчивания картины поля, уже рассмотренного нами выше. При прямоугольной форме катушек (фиг. 189a) линейная нагрузка вдоль полюса является тогда постоянной и равной

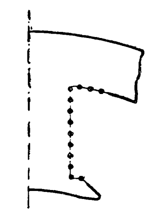
$$A = \frac{1}{h} \frac{\Theta}{2}, \qquad (261)$$

где $\frac{\Theta}{2}$ — полный ток в поперечном сечении катушки и h — высота катушки. При любой форме поперечного сечения катушек возбуждения (сравн. фиг. 190) можно написать:

$$A(x) = \frac{1}{2} \frac{d\Theta}{dx}, \qquad (262)$$



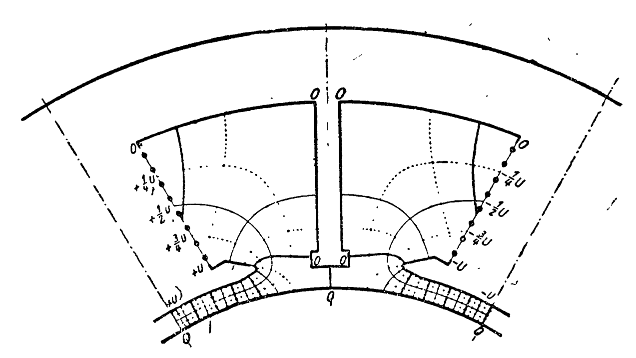
Фиг. 190. Пояснение к уравн. (262).



Фиг. 191. Замена полного тока на фиг. 190 линейной нагрузкой.

или полный ток заменить линейной нагрузкой, простирающейся в зависимости от формы сечения катушки, в большей или меньшей части и еще вдоль поверхности ярма и полюсного наконечника (фиг. 191).

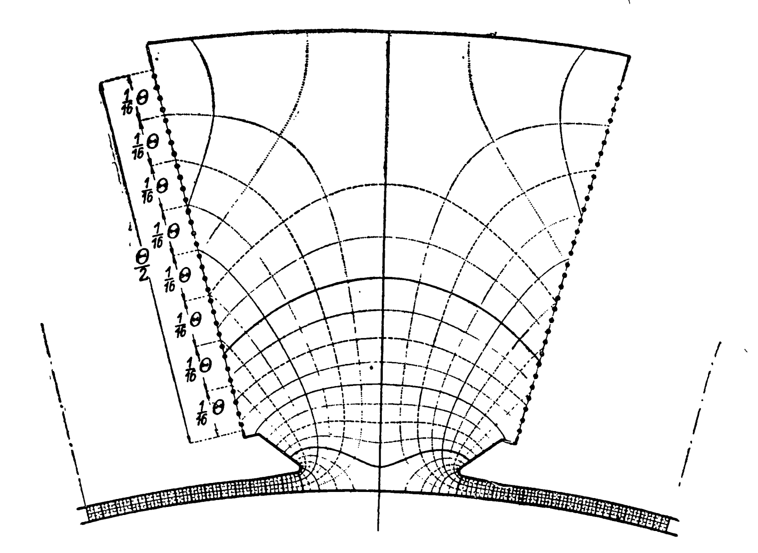
Для простоты, однако, линейную нагрузку обычно принимают постоянной и располагают ее только на поверхностях полюсных сердечников. Этот поверхностный полный ток возбуждает в междуполюсном пространстве поле, лишь незначительно отклоняющееся от действительного. Еще в меньшей степени будет иметь место отклонение потока рассеяния, о котором здесь и идет речь.



Фиг. 192. Линии поля и уровня в поперечном сечении шестиполюсной машины постоянного тока с дополнительными полюсами.

Если считать проницаемость железа бесконечно большой, то поверхность полюсного наконечника до точек, в которых начинается линейная нагрузка, является поверхностью уровня. На фиг. 192 потенциал (магнитный) левого полюсного наконечника обозначен через $+U$, потенциал правого через $-U$. Вдоль линейной нагрузки на поверхности полюсных сердечников и вдоль оси полюса в воздушном промежутке потенциал изменяется до нуля. Потенциал, равный нулю, имеют ярмо и поверхность якоря, невозбужденные дополнительные полюса (если они имеются) и средняя линия, проведенная через нейтральную зону (ось междуполюсного пространства). Распределение потенциала вдоль поверхности полюсных сердечников происходит по линейному закону, если, как мы

предполагали, линейная нагрузка вдоль полюса не изменяется. Вдоль оси полюса, если пренебречь незначительным влиянием кривизны поверхностей, распределение потенциала также будет линейным. Линии уровня, делящие воздушный промежуток под серединой полюса на n равных частей, оканчиваются на линейной нагрузке и делят обмотанную часть полюсного сердечника также на n равных частей. Теперь можно вычертить сетку из линий уровня и поля способом, подробно описанным в отделе 2а. При четырехкратном подразделении магнитного напряжения между якорем и полюсным наконечником получится сетка, показанная на фиг. 192.



Фиг. 193. Линии поля и уровня в поперечном сечении двенадцатиполюсной машины без дополнительных полюсов.

На фиг. 193 дана картина поля, подразделенная еще мельче (в междуполюсном пространстве $n = 8$) для двенадцатиполюсной машины без дополнительных полюсов.

Из картины поля, вычерченной в первом приближении, согласно сказанного в отделе I В 4, можно вычислить углы, под которыми выходят отдельные линии поля из линейной нагрузки на поверхности полюсов, и вычертить линии поля и линии уровня уже более точно, чем это было сделано первоначально [Л 54, стр. 91]. Так как поле рассеяния от основания полюса, где оно приблизительно равно нулю, до полюсного наконечника возрастает, а тангенциальная составляющая вдоль линейной нагрузки не изменяется, то линии поля вблизи основания полюса проходят почти тангенциально (параллельно поверхности полюса) и образуют углы с поверхностью полюсов, постепенно увеличивающиеся по направлению к полюсному наконечнику. Соответственно и углы, под которыми линии уровня оканчиваются на линейной нагрузке вблизи основания полюса, равны приблизительно 90°, а по направлению к по-

люсным наконечникам они становятся острее. Это особенно ясно видно на фиг. 193.

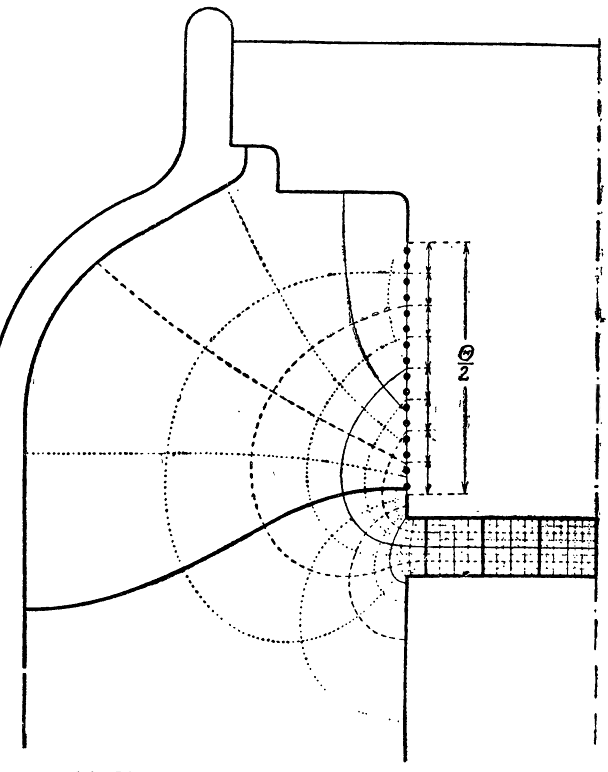
b) Поток рассеяния. Из картины поля в поперечном сечении машины, пренебрегая влиянием лобовых поверхностей, можно определить поток рассеяния. Между поверхностями, свободными от линейной нагрузки, воздушное пространство подразделяется на единичные трубки со средней шириной, равной средней длине. Каждая единичная трубка проводит поток

$$\varphi_1 = \Pi_0 l_p U$$

или каждая частичная трубка поток

$$\frac{\varphi_1}{n} = \Pi_0 l_P \frac{U}{n}, \quad (263)$$

если каждая единичная трубка делится на n частичных трубок, и l_P представляет собой длину полюса в направлении оси якоря. Но тот же самый поток проводит и каждая из частичных трубок, оканчивающаяся полностью или частично на линейной нагрузке, так как ее проводимость по сравнению с проводимостью других трубок увеличивается в том же соотношении, в каком уменьшается ее напряжение. Следовательно все частичные трубки картины поля проводят один и тот же поток, что следует также и из квадратной структуры картины поля. Обозначая через m'_s число неподразделенных главных трубок (являющихся единичными, если они с обеих сторон оканчиваются на поверхностях уровня), найдем поток рассеяния по формуле:

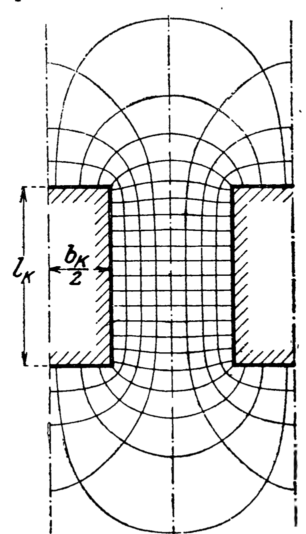


Фиг. 194. Картина поля в продольном сечении машины с подшипниковыми щитами.

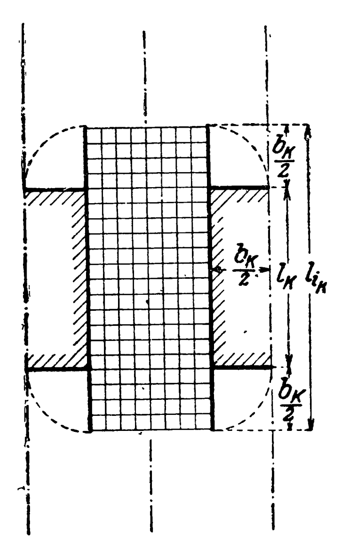
$$\Phi'_s \approx \Pi_0 m'_s l_P U \quad (264a)$$

на фиг. 192 $\frac{m'_s}{2} \approx 1^1/_4$, на фиг. 193 $\frac{m'_s}{2} \approx 1^{11}/_{16}$ (при учете влияния лобовых поверхностей мы должны принимать во внимание положение подшипниковых щитов (если они имеются) или предохранительных колпаков).

Если подшипниковые щиты (или предохранительные колпаки) располагаются по отношению к полюсу на таком близком расстоянии, что линии рассеяния, выходящие из лобовых поверхностей, проходят главным образом через них (что приблизительно имеет место, если расстояние подшипниковых щитов от лобовых поверхностей полюсов меньше, чем половина полюсного деления), то поток рассеяния лобовых поверхностей можно определять с изве-



Фиг. 195a. Поток рассеяния машины без дополнительных полюсов в поперечном сечении через полюсные сердечники, предполагаемые расположенными параллельно.



Фиг. 195b. Упрощенная схема для фиг. 195a; к определению длины l_{iK}.

стным приближением отдельно из распределения поля в продольном сечении машины. При вычерчивании этого распределения ширину полюсного сердечника b_K (измеряемую в плоскости поперечного сечения машины, сравн. фиг. 198) и диаметр якоря мы предполагаем бесконечно большими. Тогда получается картина поля, показанная на фиг. 194, с восьмикратным подразделением единичных трубок. Если m''_s — число главных трубок и b_K — ширина полюсного сердечника, то поток рассеяния лобовых поверхностей:

$$\Phi''_s = \Pi_0 m''_s b_K U \tag{264b}$$

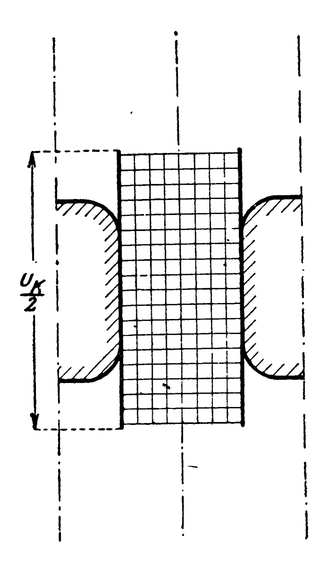
$\left(\text{на фиг. } 194 \ \frac{m''_s}{2} \approx \frac{6}{8}\right)$. Суммарный поток рассеяния будет тогда приблизительно равен:

$$\underline{\Phi_s \approx \Phi'_s + \Phi''_s = \Pi_0 (m'_s l_P + m''_s b_K)\, U\,.} \tag{264}$$

Величина Φ_s получается несколько меньшей против действительной, так как мы пренебрегли расширением линий поля на краях полюса. Это влияние можно однако учесть, пользуясь кар-

тиной поля в сечении, перпендикулярном оси полюса (фиг. 195а). Более подробным рассмотрением этого вопроса мы заниматься здесь не будем.

Если расстояние подшипниковых щитов или предохранительных колпаков от лобовых поверхностей очень велико (по крайней мере равно половине полюсного деления) или если эти части совершенно отсутствуют, то обычно можно полагать, что линии поля, выходящие из лобовых поверхностей полюсного наконечника, почти полностью вступают в лобовые поверхности якоря, т. е. относятся к полюсному полю. Они уже были нами учтены путем введения теоретической длины якоря l_i (сравн. сл. отд. 2d). Влияние лобовых поверхностей полюсных сердечников на поток рассеяния мы можем тогда учесть, вводя теоретическую длину l_{iK} полюсного сердечника (в направлении оси якоря). Суммарный поток рассеяния будет в этом случае равен:



Фиг. 196. Упрощенная картина поля при непрямоугольных полюсных сердечниках.

$$\Phi = \Pi_0 (m_K l_{iK} + m_P l_P)\, U\,, \tag{265}$$

где на картине поля в поперечном сечении машины m_K — число главных трубок, выходящих из сердечника, и m_P — число главных трубок, выходящих из полюсного наконечника (на фиг. 192-ой $\frac{m_K}{2} \approx \frac{5}{8}$, $\frac{m_P}{2} \approx \frac{5}{8}$; на фиг. 193 $\frac{m_K}{2} \approx \frac{18}{16}$, $\frac{m_P}{2} \approx {}^9/_{16}$).

У машин с малым числом полюсов почти все трубки рассеяния, выходящие из полюсного сердечника, направляются к ярму (фиг. 192). Следовательно, лобовые поверхности оказывают здесь на распределение поля почти такое же влияние, как продольные поверхности полюсов (сравн. фиг. 192 с фиг. 194 с удаленным подшипниковым щитом); поэтому здесь можно положить

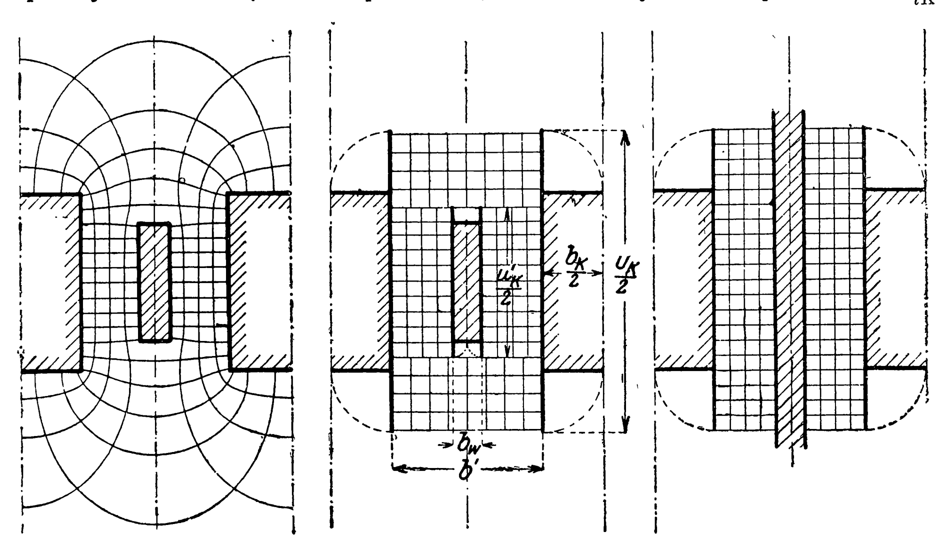
$$l_{iK} = \frac{u_K}{2}\,, \tag{265a}$$

где u_K — периметр поперечного сечения полюсного сердечника.

У машин с большим числом полюсов оси соседних полюсов составляют между собой весьма небольшой угол, и трубки рассеяния направляются здесь главным образом от полюса к полюсу (сравн. фиг. 193). Величину l_{iK} для этих трубок рассеяния можно определить приблизительно, проведя через середину полюсного сердечника цилиндрическую поверхность, концентричную окружности якоря, развернув ее в плоскость чертежа и вычертив плоскую картину поля (фиг. 195а). Найденная таким путем теоретическая длина l_{iK} обычно лишь немногим отличается от полупери-

метра полюсного сердечника, благодаря чему вполне допустимо заменять действительную сетку линий поля и уровня на фиг. 195a упрощенной (фиг. 195b), другими словами вполне возможно воспользоваться для определения l_{iK} снова уравнением (265a).

Мы не сделаем большой ошибки и в том случае, если при полюсных сердечниках, поперечное сечение которых не является прямоугольным (сравн. фиг. 196), также будем определять l_{iK}



Фиг. 197 a. Поток рассеяния машины с дополнительными полюсами в поперечном сечении через полюсные сердечники, предполагаемые расположенными параллельно.

Фиг. 197 b. Эквивалентная схема для фигуры 197a.

Фиг. 197 c. Упрощенная эквивалентная схема для фигуры 197a.

по уравн. (265a). При круглой форме поперечного сечения полюсных сердечников с радиусом r величину l_{iK} можно принимать равной $l_{iK} = \pi r$.[1]

У машин с дополнительными полюсами l_{iK} зависит также от аксиальной длины дополнительных полюсов. Сетка линий уровня и поля для этого случая показана на фиг. 197a. И в этом случае действительную картину поля можно заменить упрощенной, показанной на фиг. 197b.

Сообразно этой картине поля теоретическая (аксиальная) длина полюсного сердечника равна:

$$l_{iK} = \frac{u'_K}{2} + \left(\frac{u_K}{2} - \frac{u'_K}{2}\right)\frac{b' - b_W}{b'} = \frac{u'_K b_W + u_K (b' - b_W)}{2b'} . \qquad (265b)$$

Здесь u_K — периметр сечения сердечника главного полюса, u'_K — периметр сечения сердечника дополнительного полюса, b' — рас-

[1] Точное определение l_{iK} при круглых полюсных сердечниках изложено в [Л 61].

стояние между поверхностями соседних главных полюсов и b_W — ширина сердечника дополнительного полюса. У машин без дополнительных полюсов ($b_W = 0$) или, если $u'_K = u_K$, уравн. (265b) переходит в уравн. (265а). Если у машин с дополнительными полюсами определять теоретическую (аксиальную) ширину полюсного сердечника по упрощенной формуле (265а), то мы получим несколько большую величину, а именно соответствующую упрощенной картине, показанной на фиг. 197с.

Распределение поля мы вычерчивали в предположении бесконечно большой проницаемости. Величина потока рассеяния определяется главным образом магнитным напряжением U_P между соседними полюсными наконечниками вдоль пути через воздушное пространство. Это напряжение равно удвоенному напряжению в воздушном промежутке $2\,U_L$ лишь при бесконечно большой проницаемости в якоре. При конечной проницаемости железа и при холостом ходе это напряжение равно сумме магнитных напряжений, приходящихся на одну магнитную цепь вдоль тела якоря, воздушного промежутка и зубцов. Следовательно, магнитное напряжение в уравн. (264) и в уравн. (265) при холостом ходе равно

$$U = \frac{U_P}{2} = \frac{U_A}{2} + U_L + U_Z. \tag{266}$$

Если принять во внимание магнитное напряжение вдоль сердечника полюса, то часть потока рассеяния, выходящего из полюсных сердечников, получится несколько меньшей. Однако, это влияние крайне незначительно, и если им пренебречь, то при этом лишь несколько увеличивается надежность определения потока рассеяния.

с) Полюсные сердечники. Сумма потока рассеяния Φ_s и потока индукции Φ дает поток, проходящий через основание полюсного сердечника

$$\underline{\Phi_K = \Phi + \Phi_s.} \tag{267}$$

Средняя индукция в основании полюсного сердечника равна

$$\underline{B_K = \frac{\Phi_K}{Q_K}\,.} \tag{268a}$$

Здесь через Q_K обозначена площадь поперечного сечения полюсного сердечника, во всех практических случаях одинаковая по всей длине сердечника.

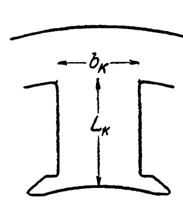
Предполагая постоянное поперечное сечение сердечника, мы при определении магнитного напряжения вдоль полюса должны собственно предусмотреть, что благодаря линиям рассеяния, выходящим из сердечника, индукция по направлению от основания сердечника к полюсному наконечнику постепенно убывает. Это уменьшение однако незначительно, так как большая часть потока рассеяния выходит через полюсный наконечник или вблизи последнего (ср. фиг. 192 и 193). Поэтому при определении напряжения в по-

люсном сердечнике можно считать, что индукция вдоль сердечника не изменяется и равна индукции в основании сердечника (уравн. 268a). Взяв из кривой намагничивания напряженность поля H_K, соответствующую индукции B_K, мы для напряжения в сердечнике при длине его L_K получим:

$$U_K = L_K H_K. \tag{268}$$

При этом под L_K понимают длину от основания полюсного сердечника до наружной поверхности полюсного наконечника (фиг. 198).

d) Ярмо. Поток в ярме индуктора имеет наибольшую величину вблизи полюсного сердечника и составляет половину потока индукции, проходящего через основание сердечника. Благодаря линиям рассеяния, входящим в ярмо, поток в ярме убывает по направлению к средней плоскости, проходящей через нейтральную зону (фиг. 192 и 193); незначительное уменьшение потока имеет также место в точках ярма, примыкающих к основанию полюсного сердечника дополнительного полюса. Наконец, часть потока полюсных сердечников будет замыкаться через подшипниковые щиты (если они имеются).



Фиг. 198. К определению величин b_K и L_K.

Во всех практических случаях напряжение вдоль ярма составляет, однако, относительно суммарного напряжения обхода лишь весьма малую величину, и поэтому при определении напряжения в ярме не имеет смысла принимать во внимание разгрузку ярма, благодаря линиям рассеяния, а увеличение поперечного сечения вследствие наличия подшипниковых щитов можно учитывать приближенно или даже совершенно им пренебрегать. Так как кривизна ярма, вообще говоря, весьма невелика, то поток индукции довольно равномерно распределяется по его поперечному сечению Q_J, благодаря чему можно вести расчет по средней индукции в ярме:

$$B_J = \frac{\Phi_K}{2Q_J} \tag{269a}$$

и по средней длине L_J.

Чтобы при этом учесть и напряжение на участке цепи, где поток переходит от сердечника полюса в ярмо, можно к истинной длине ярма сделать некоторую прибавку. Эту прибавку можно предусмотреть, вводя вместо истинной длины ярма длину

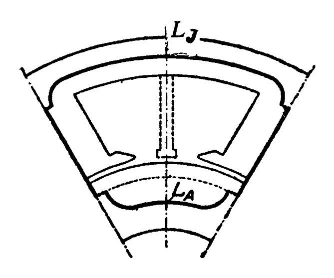
$$L_J = \frac{\pi D'}{2p}, \tag{269b}$$

где D' у машин с внешними и внутренними полюсами представляет собой внешний диаметр ярма (ср. чертежи в таблице 6). При некруглых ярмах, иногда еще встречающихся (см. фиг. 64a), для L_J нужно взять внешний периметр ярма. Если средней индукции в ярме B_J соответствует напряженность поля H_J, то напряжение в ярме будет равно:

$$U_J = L_J H_J. \tag{269}$$

5. Заключение

На фиг. 199 еще раз представлен поперечный разрез магнитопровода машины с внешними полюсами, ограниченный средними плоскостями соседних полюсов. Путь интегрирования, по которому мы находим для определения полного тока обмотки возбуждения напряжение обхода, отмечен жирными линиями. Для сердечников полюсов, воздушного промежутка и зубцового слоя этот путь совпадает с соседними линиями полюсов. Знание распределения поля в воздушном промежутке, как было показано в отделе 2а для определения напряжения вдоль воздушного промежутка и зубцов, для этого не требуется. Магнитное напряжение вдоль полюсного сердечника воздушного промежутка и зубцов можно определить довольно точно. Напряжение в остальных частях магнитной цепи, а именно в ярме и теле якоря, особенно в теле якоря, составляет в большинстве практических случаев лишь незначительную долю от полного напряжения обхода и может поэтому определяться приближенными методами. Эти напряжения рассчитываются при средних индукциях в ярме и сердечнике якоря и длинах L_J и L_A. Линии, вычерченные на фиг. 199 пунктиром, замыкают путь интегрирования. Так как они направлены главным образом перпендикулярно к магнитному потоку, то напряжение вдоль этих отрезков сравнительно с напряжением обхода можно считать равным нулю. Формулы для определения магнитных индукций и напряжений вдоль отдельных частей магнитной цепи и обозначения размеров сопоставлены в наглядной форме в таблице 6 как для машин с внешними, так и с внутренними полюсами. В этой сводке формул индукции выражены в гауссах, поток — в Vsec, напряженность поля — в A/cm, магнитные напряжения в A и длины в cm. При обозначениях, принятых на чертежах, помещенных в верхней части таблицы, за исключением длины L_A, можно пользоваться и теми же формулами для обоих типов машин.

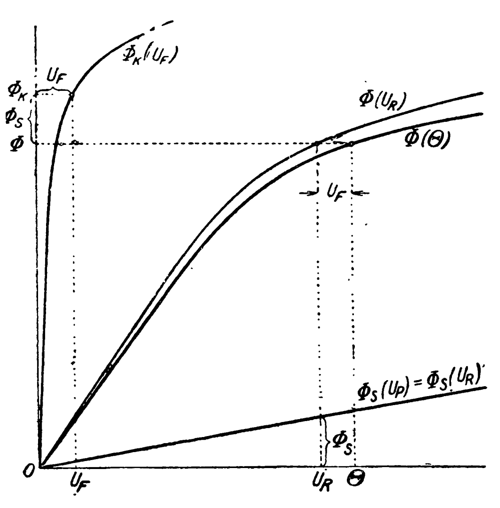


Фиг. 199. Путь интегрирования для определения полного тока обмотки возбуждения.

Последовательность расчета магнитной цепи следующая. По заданному потоку Ф, входящему в якорь, определяют среднюю индукцию B_A и получают магнитное напряжение в якоре, умножая на длину L_A пути в теле якоря, соответствующую индукции B_A напряженность поля H_A (фиг. 150 или 151). Индукция в воздушном промежутке под серединой полюса B_L вычисляется по потоку в якоре Ф и теоретической поверхности полюсного наконечника $l_i b_i$. При этом теоретическая ширина полюсной дуги b_i определяется из картины поля путем сосчитывания числа единичных трубок (m), вступающих в поверхность якоря (ср. фиг. 165, 192 и 193).

При вычерчивании картины поля, с целью учета влияния впадин, следует брать ширину воздушного промежутка под серединой полюса по уравн. (250), т. е. равной $\delta_0 = k_C \delta$. Коэфициент Картера

рассчитывается по уравн. (236) и (236b) или при обычно встречающихся в практике пределах $2 \leqslant \frac{s}{\delta} \leqslant 12$ по уравн. (237). Напряжение вдоль воздушного промежутка, которое, как и напряжение вдоль зубца и полюсного сердечника, входит в суммарное напряжение всей цепи дважды, рассчитывается по B_L из уравн. (227). Если величина индукции в воздушном промежутке B_L неизвестна, то напряжение U_L можно также определить из картины поля по уравн. (222). Далее, при $D_z = D$, $D - h$, $D - 2h$ для машин с внешними полюсами и $D_z = D, D + h$, $D + 2h$ для машин с внутренними полюсами определяем кажущуюся индукцию B'_Z и коэфициент k_Z для головки зубца (B'_0) середины (B'_M) и основания (B'_h); из кривых намагничивания на фиг. 150 или 151, пользуясь методом, показанным на фиг. 185, находим действительную индукцию в зубцах (B_0, B_M, B_h) и соответственные им напряженности поля (H_0, H_M, H_h) и по последним определяем напряжение в зубце. При кажущихся индукциях ниже 17000 гауссов можно полагать k_Z равным нулю, кажущаяся индукция тогда равна действительной.



Фиг. 200. Нахождение характеристики холостого хода.

Задаваясь различными значениями потока индукции Φ и определяя только что изложенным методом соответствующие магнитные напряжения вдоль тела якоря, воздушного промежутка и зубца, можно начертить кривую $\Phi(U_R)$; кривая $\Phi(U_R)$ выражает для одной магнитной цепи поток индукции, входящий в якорь, в функции магнитного напряжения (фиг. 200):

$$\underline{U_R = U_A + 2(U_L + U_Z).} \qquad (270a)$$

После этого из картины поля в поперечном сечении машины (фиг. 192 и 193) вычисляют поток рассеяния. При построении картины поля проницаемость железа можно принимать бесконечно большой. Поток рассеяния прямо пропорционален магнитному напряжению U_P между обоими главными полюсами одной замкнутой магнитной цепи. При холостом ходе $U_P = U_R$ (фиг. 200). Если близость подшипниковых щитов или предохранительных колпаков (капотов) обмотки не вызывает увеличения потока рассеяния, то он рассчитывается по уравнению (265) $\left(U = \frac{1}{2} U_R\right)$. В противном случае необходимо применять уравнение (264). Установив

Таблица 6.

Сводка формул для расчета характеристики холостого хода.

	Машина с внешними полюсами	Машина с внутренними полюсами	Уравнение
Тело якоря	$B_A = \frac{\Phi 10^8}{1{,}8 l r}$ гауссов		216a, b
	$L_A = \frac{\pi D}{2p}$ cm	$L_A = \frac{\pi d}{2p}$ cm	220a, b
	$U_A = L_A H_A$ A		220
Воздушный промежуток	$B_L = \frac{\Phi 10^8}{l_i b_i}$ гауссов		228a
	$l_i = \frac{l_{\cdot} + l}{2}$ cm; $b_i = m k_C \delta$ cm		248, 228, 250
	$2 \leqslant \frac{s}{\delta} \leqslant 12 : k_C = \frac{t}{t + \delta - \frac{3}{4} s}$		237
	$2U_L = 1{,}6 k_C \delta B_L$ A		227
Зубцы	$B_Z' = \frac{3{,}5D}{\pi D_Z - aN} \cdot \frac{l_i}{l} B_L$ гауссов		252
	$k_Z = \frac{3{,}5 D_Z}{\pi D_Z - aN} - 1$		257
	$D_Z = D,\ D - h,\ D - 2h$	$D,\ D + h,\ D + 2h$	по фиг. 185
	$B_0 \quad B_M \quad B_h$	$B_0 \quad B_M \quad B_h$	из фиг. 150
	$H_0 \quad H_M \quad H_h$	$H_0 \quad H_M \quad H_h$	
	$2U_Z = h \frac{H_0 + 4H_M + H_h}{3}$ A		259
Сердечник магнита	$\Phi_s = 0{,}628 \left(m_K \frac{u_K}{2} + m_p l_p \right) (U_A + 2U_L + 2U_Z) 10^{-8}$ Vsec		265, 265a, 270a
	$B_K = \frac{\Phi + \Phi_s}{Q_K} 10^8$ гауссов		267, 268a
	$2U_K = 2 L_K H_K$ Amp		268
Ярмо	$B_J = \frac{\Phi + \Phi_s}{2 Q_J} \cdot 10^8$ гауссов		269a
	$U_J = \frac{\pi D'}{2p} H_J$ Amp		269, 269b

Индукции — в гауссах, потоки — в Vsec, напряженности поля — в A/cm, магнитные напряжения — в A, длины — в cm.

поток $\Phi_K = \Phi + \Phi_s$, проходящий через основание полюсов сердечника, зная поперечные сечения полюсного сердечника Q_K и ярма Q_J, находим средние индукции B_K и B_J. При определении напряжений в сердечнике полюса и ярме длины путей силовых линий L_K и L_J устанавливаются согласно чертежам таблицы 6. Определив магнитные напряжения U_K и U_J при различных значениях потока индукции Φ_K, вычерчивают кривую $\Phi_K(U_F)$, представляющую поток сердечника в функции магнитного напряжения

$$U_F = 2U_K + U_J \tag{270b}$$

вдоль индуктора (фиг. 200).

На основании полученных напряжений вдоль отдельных участков замкнутой магнитной цепи находят, наконец, полный ток, требующийся для возбуждения принятого в начале якорного тока Φ:

$$\Theta = U_R + U_F = U_A + 2(U_L + U_Z) + 2U_K + U_J \tag{270}$$

(ср. фиг. 200); на каждый полюс приходится половина полного тока $\left(\frac{1}{2}\ \Theta\right)$.

Для нахождения кривой $\Phi(\Theta)$ построение кривых $\Phi(U_R$ и $\Phi_K(U_F)$ необязательно; однако, эти кривые дают наглядное представление о распределении суммарного магнитного напряжения вдоль электромагнитов (U_F) и других частей магнитной цепи. Ниже мы еще вернемся к отдельным кривым $\Phi(U_R)$ и $\Phi(U_F)$.

Поток Φ прямо пропорционален ЭДС E, индуктированной в обмотке якоря. Следовательно, характеристика намагничивания в другом масштабе оси ординат представляет кривую $E(\Theta)$ для определенного числа оборотов машины.

При расчете индукции воздушного промежутка B_L мы пренебрегли тем, что, вследствие зависимости проницаемости железа от индукции, распределение нормальной составляющей индукции на окружности якоря несколько изменяется вместе с изменением полного тока (срав. отд. 2-е). Благодаря этому допущению можно также считать, что индукция B_L в воздушном промежутке под серединой полюса прямо пропорциональна потоку индукции Φ, т. е. что характеристика намагничивания представляет собой также и кривую $B_L(\Theta)$.

H. Вычисление потерь в железе у электрических машин.

В связи с магнитной характеристикой мы изложим вычисление потерь в железе у электрических машин. Соответственные рассуждения в основном тождественны для большинства видов машин.

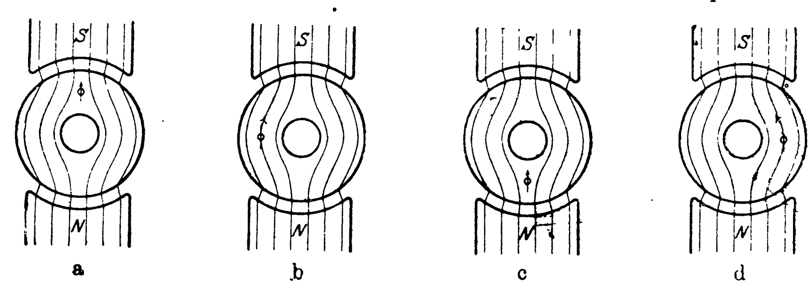
В трансформаторе происходит почти чисто переменное перемагничивание. Напряжение на зажимах тоже в большинстве случаев изменяется приблизительно синусоидально, так что ЭДС токов Фуко в железе можно считать синусоидальной. Так как, далее, индукция здесь всегда распределена очень равномерно по сечению

железа, то для определения суммарных железных потерь достаточно умножить приходящиеся на 1 kg железные потери, вычисленные по уравн. (211) или (212) на веса железных частей магнитопровода, имеющих одинаковое сечение. Частота перемагничивания равна частоте тока сети.

Значительно труднее подсчет потерь в железе у электрических машин; он может быть сделан только с грубым приближением. Этим вычислением мы и займемся подробно в настоящем отделе.

1. Тело якоря

В теле якоря происходит преимущественно вращательное перемагничивание. Рассмотрим, что происходит с частицей железа в якоре двухполюсной машины с внешними полюсами на протяжении одного оборота якоря. На фиг. 201a — d направление индукции в данной частице представлено после каждой четверти оборота



Фиг. 201. Перемагничивание одной частицы якоря при его вращении.

якоря. Сперва (фиг. 201a) индукция направлена радиально наружу, затем (фиг. 201b) тангенциально в направлении часовой стрелки, далее (фиг. 201c) радиально внутрь, потом (201d) тангенциально против направления часовой стрелки и, наконец, снова радиально наружу (фиг. 201a). Таким образом, индукция в этой частице железа за время одного полного оборота якоря (против направления часовой стрелки) совершила один оборот в направлении часовой стрелки. При этом, впрочем, изменилась немного и величина индукции. Для того чтобы величина результирующей индукции

$$B = \sqrt{B_R^2 + B_\varphi^2} \tag{271}$$

(фиг. 159a) была одинакова для всех частиц, находящихся на равном расстоянии (R) от оси якоря, мы, согласно уравнению (215), должны иметь

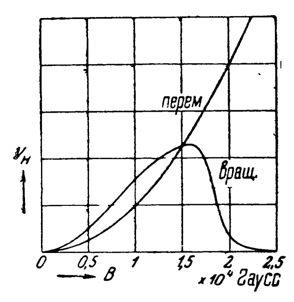
$$C = 0 \text{ или } A = 0. \tag{272a}$$

Согласно уравн. (215a) C обращается в нуль, когда $\lambda = 0$, т. е [ср. уравн. (215b] когда при внутреннем якоре внутренний радиус (R_2 на фиг. 159a) равен нулю, так что листы якоря не имеют внутренней расточки. A обращается по уравн. (215a) в нуль, когда $\lambda = \infty$, т. е. когда при внешнем якоре железо простирается в бесконечность ($R_2 = \infty$, ср. фиг. 159b). В этих случаях, из которых, есте-

ственно, практически можно реализовать только первый (внутренний якорь), величина результирующей индукции не зависит от φ и равна

$$B = B_L \left(\frac{R_1}{R}\right)^{1 \mp p}, \tag{272}$$

где отрицательный знак в показателе относится к внутреннему, а положительный к внешнему якорю. При двухполюсных внутренних якорях ($p = 1$) без внутренней расточки и при синусоидальном распределении нормальной составляющей индукции на окружности якоря результирующая индукция не зависит и от радиуса R, будучи во всех местах якоря равна наибольшему значению нормальной составляющей на окружности якоря.



Фиг. 202. Вероятное изменение потерь на гистерезис при переменном и вращательном перемагничивании в обыкновенном динамном железе.

При внешних якорях и при внутренних якорях с внутренней расточкой, каковы они обычно на практике, изменяется и величина индукции, вследствие чего происходит перемагничивание, отчасти вращательное, отчасти переменное. Вблизи воздушного зазора перемагничивание является преимущественно вращательным, у наружной окружности внешних якорей и расточки внутренних якорей оно будет переменным, как это можно видеть из фиг. 160b и 161b.

а) Потери на гистерезис. Зависимость потерь на гистерезис от индукции при вращательном перемагничивании еще не вполне выяснена. Правда, ей посвящено было множество исследований, но результаты их по большей части спорны, либо потому, что перемагничивание было не чисто вращательным, а имело смешанный, вращательно-переменный характер, либо потому, что заодно измерялись потери на токи Фуко. Считаясь с этим обстоятельством, можно все же, на основании опубликованных до настоящего времени исследований с большой степенью вероятности считать, что при чисто вращательном перемагничивании потери на гистерезис вначале возрастают, с индукцией, достигают максимума, а затем, при убывании индукции, быстро уменьшаются [Л 62—69]. Максимум потерь на гистерезис зависит от материала и в большинстве случаев наблюдался при индукциях между 12000 и 20000 гауссов. В обыкновенном динамном железе гистерезисные потери, повидимому, достигают максимума приблизительно при $B = 16000$ и затем быстро понижаются до ничтожно малой величины, приходящейся приблизительно на $B = 24000$ гауссов (ср. фиг. 202). Вплоть до $B = 10000$ потери на гистерезис, повидимому, приблизительно в 1,6—2 раза больше при вращательном, чем при переменном перемагничивании; приблизительно при $B = 15000$ оба вида перемагничивания дают одинаковые потери. В теле якоря у электрических машин средняя индукция почти всегда значительно меньше 16000 гауссов; она достигает этого значения или превосходит его обычно только при переходе от основания зубца к телу якоря

(ср. фиг. 162b), где затем происходит преимущественно переменное перемагничивание.

В основу вычисления железных потерь в теле якоря мы снова кладем, как при вычислении магнитной характеристики (отд. G 1), среднюю индукцию B_A в продольном разрезе через нейтральную зону. При этой индукции и частоте f, которая, например, у машин постоянного тока и у синхронных машин определяется числом оборотов n и числом полюсов $2p$, по формуле

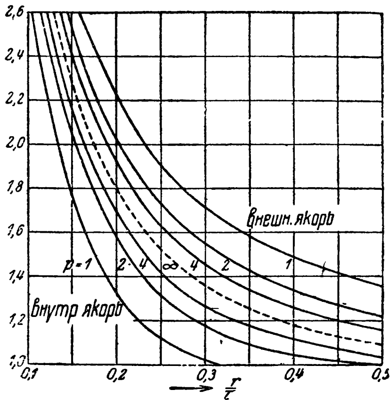
$$f = np, \tag{273}$$

мы вычисляем из уравн. (198) или (199) гистерезисные потери V_H на 1 kg железа и пишем для общих гистерезисных потерь в теле якоря за время одной секунды:

$$Q_H = k_H V_H P_A \text{ватт}. \tag{274}$$

Здесь P_A означает вес железа якоря в kg [уравн. (286a и b)], а k_H — коэфициент, который учитывает вращательное перемагничивание и в среднем, с надбавкой на безопасность, может быть принят равным

$$k_H \approx 1{,}8. \tag{274a}$$

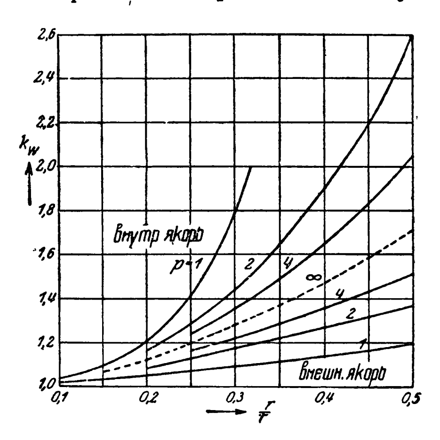


Фиг. 203. Удельные потери на вихревые токи в функции отношения радиальной ширины r тела якоря к полюсному делению τ, отнесенные к удельным потерям на вихревые токи при максимальном возможном $\frac{r}{\tau}$.

С неравномерным распределением индукции в теле якоря мы не станем особо считаться, так как оно не всегда влечет за собою увеличение потерь в железе (Л 70) и его влияние невелико. Согласно экспериментальным исследованиям, которым подвергались зубчатые якоря синхронных машин, отношение между потерями на гистерезис при вращательном и при переменном перемагничивании тоже оказалось приблизительно равным 1,8 [Л 71].

b) Потери на вихревые токи (токи Фуко). В отделе F 2b мы предполагали для вычисления потерь на вихревые токи в листах якоря наличие однородного поля и переменного перемагничивания. При этих условиях вихревые токи в нормальном к потоку индукции сечении проходят параллельно к плоскости листа и замыкаются на краях листов, где они направлены поперек плоскости листа (фиг. 153). В теле якоря электрической машины эти предположения не соблюдены, и мы должны с этим считаться при вычислении потерь на вихревые токи. При синусоидальной кривой поля вихревые токи описывают в параллельном к плоскости листа сечении кривые, сходные по характеру с индукционными линиями (ср. фиг. 160a и 161a) и совпадающие с ними, когда радиальная ширина тела якоря равна $r = \infty$ (Л 48, стр. 347, и Л 42, стр. 132). На боковых поверхностях листов плотность тока здесь, как и в однородном поле,

максимальна, а в средней плоскости листов она меняет свой знак; линии токов при внутренних якорях замыкаются на наружных, при внешних якорях — на внутренних краевых слоях листов. Как и распределение линий индукции в теле якоря, удельные потери на вихревые токи зависят от числа полюсов и отношения $\frac{r}{\tau}$ радиальной ширины тела якоря r к полюсному делению τ; для внутренних и для внешних якорей они различны. При возрастании отношения $\frac{r}{\tau}$ потери на вихревые токи уменьшаются вплоть до наибольшего возможного отношения $\frac{r}{\tau}$, которое при внешних якорях равно ∞, а при внутренних якорях $\frac{p}{\pi}$. На фиг. 203 удельные потери на вихревые токи для различных чисел пар полюсов p нанесены в зависимости от отношения $\frac{r}{\tau}$; ординаты отнесены к удельным потерям на вихревые токи, соответствующим каждому наибольшему отношению $\frac{r}{\tau}$, т. е. к наименьшим вообще возможным при том же числе p потерям на вихревые токи. При этом предположено, что проницаемость не зависит от индукции; впрочем зависимость ее от индукции оказывает незначительное влияние на эти потери [Л 48, стр. 360]. В большинстве практических случаев отношение $\frac{r}{\tau}$ лежит в пределах



Фиг. 204. Коэфициент вихревых токов k_W в уравн. (276), в функции от $\frac{r}{\tau}$.

$$0{,}2 \leqslant \frac{r}{\tau} \leqslant 0{,}4. \qquad (275)$$

Когда оно становится больше 0,4, то уменьшение потерь на токи Фуко уже незначительно.

Положив в основу вычисления потерь на вихревые токи снова среднюю индукцию B_A [ср. уравн. (216b)] в якоре и обозначив через V_W потери на вихревые токи, приходящиеся на 1 kg железа при частоте перемагничивания f [уравн. (273)], мы можем написать для потерь на вихревые токи в теле якоря

$$Q_W = k_W V_W P_A \text{ ватт}, \qquad (276)$$

где P_A означает вес железного тела якоря в kg [уравн. (286a и b)] и k_W — поправочный коэфициент, учитывающий направление вихревых токов в теле якоря. Этот коэфициент без учета непостоянства проницаемости нанесен на фиг. 204 для синусоидальной кривой поля при различных числах пар полюсов, для внутреннего и для

внешнего якорей, в зависимости от $\frac{r}{\tau}$. В среднем этот коэфициент, если исключить двухполюсные машины, равен при обычно встречающихся отношениях $\frac{r}{\tau}$ и внутренних якорях приблизительно 1,5, а при внешних якорях, у которых отношение $\frac{r}{\tau}$ для удешевления машины обычно выбирают меньшим, чем у внутренних якорей, он равен приблизительно 1,2. Двухполюсные внутренние якоря, подверженные периодическому перемагничиванию, применяются в настоящее время только для очень малых машин постоянного тока. Для двухполюсных внешних якорей коэфициент k_W равен всего лишь около 1,1.

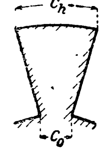
Когда кривая поля отклоняется от синусоиды, то ее можно было бы разложить на отдельные волны (гармоники) и для каждой из отдельных волн вычислить потери на вихревые токи, причем для ν-ой гармоники следовало бы считать $\frac{r}{\tau_\nu} = \nu\frac{r}{\tau}$ и $p_\nu = \nu p$. Общие потери на вихревые токи были бы тогда равны сумме отдельных потерь. Но при обычно встречающихся кривых поля соответствующие высшим гармоническим потери на вихревые токи незначительны (при трехугольной кривой они составляют 5% от обусловленных основною волной потерь [Л 42, стр. 133], и общий поток отличается лишь незначительно от потока основной волны. Так как мы, кроме того, не имеем возможности учитывать непостоянство проницаемости, то коэфициент k_W для уравн. (276) мы будем брать из фиг. 204 и при кривых поля, отклоняющихся от синусоиды. В большинстве случаев вычисленные таким образом потери на вихревые токи оказываются несколько преуменьшенными.

Как и уравн. (202) и (204), уравн. (276) предполагает, что реакция, обусловленная вихревыми токами, ничтожно мала. Для учета этой реакции надлежало бы вычисленные по уравн. (276) потери на вихревые токи умножить еще на коэфициент k_m [уравн. (208b), Л 42, стр. 130].

2. Зубцы.

В зубцах происходит почти чисто переменное перемагничивание. Строго говоря, следовало бы принять во внимание, что вообще индукция вдоль зубца изменяется. Но в виду большой неопределенности присущей вычислению железных потерь, мы можем обойти вниманием это влияние и считать, что удельные потери на перемагничивание вдоль всего зубца таковы же, как и по середине зубца, где имеет место индукция B_M (ср. таблицу 6). При этом вычисленные потери в железе зубцов будут несколько преуменьшены. Погрешность эта, однако, тем менее значительна, чем меньше отношение $\frac{c_h}{c_0}$ (фиг. 205), и она уже при $\frac{c_h}{c_0} = 3$ меньше 10%, поскольку зубцы не разгружены побочными путями. Эти побочные пути, впрочем, делают несколько более равномерным распределение индукции вдоль зубца, благодаря чему погрешность становится еще меньше.

Для вычисления удельных потерь на вихревые токи мы предположили в отделе F 2b, что ширина листа очень велика по сравнению с его толщиной. В отношении зубцов это допущение уже не может иметь места. При очень узких зубцах отношение



Фиг. 205.

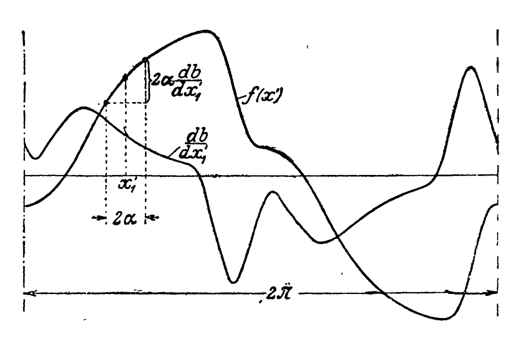
$$\varkappa = \frac{c}{\Delta} \tag{277a}$$

ширины зубца c к толщине листа Δ может у внутренних якорей при основании зубца ($c = c_0$, фиг. 205) опуститься приблизительно до 6. Поэтому действительные потери на вихревые токи в зубцах будут несколько меньше тех, которые мы вычисляем по уравн. 204 на основании удельных потерь на вихревые токи. Поправочный коэфициент, учитывающий это влияние, равен (Л 47, стр. 114)

$$k \approx \left(1 - \frac{0{,}63}{\varkappa}\right). \tag{277}$$

Для $\varkappa = 6$ он равен 0,9, но для середины зубца обычно весьма близок к единице. Если пренебречь этим поправочным коэфициентом, то погрешность, обусловленная допущением постоянства индукции B_M по всей длине зубца, отчасти компенсируется.

При определении удельных потерь на вихревые токи в зубцах нам нельзя упускать из виду, что здесь изменение индукции во времени весьма часто отклоняется от синусоиды. В этих случаях мы должны вычисленные по уравн. (204) удельные потери на вихревые токи умножать еще на один коэфициент, который, согласно сказанному в отделе F 2b, равен квадрату отношения коэфициентов формы при действительно происходящем изменении индукции и при чисто синусоидальном изменении. Этот коэфициент мы обозначаем через k_W.



Фиг. 206. К уравн. (280 и 281).

Если пренебречь весьма малым побочным потоком, то индукция в зубце изменяется как средняя по зубцовому делению величина нормальной составляющей $f(x)$ индукции на окружности якоря. Эта средняя индукция, как функция каждого данного положения середины зубца x_1, равна

$$b = \frac{1}{2\alpha} \int_{x'_1-\alpha}^{x'_1+\alpha} f(x')\,dx', \tag{278}$$

если ввести еще вместо дуг x и x_1 на окружности якоря отнесенные к основной волне $f(x)$ углы

$$x' = \frac{\pi}{\tau} x \quad \text{и} \quad x_1' = \frac{\pi}{\tau} x_1, \tag{278a и b}$$

причем

$$2\alpha = \frac{\pi}{\tau} t \tag{278c}$$

означает отнесенный к основной волне $f(x)$ угол зубцового деления t. Если в уравн. (203) для коэфициента формы заменить моменты времени через соответственные углы ($t = x_1'$, $T = 2\pi$), то оно принимает вид

$$\xi_E = \sqrt{\frac{\pi}{8B^2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{db}{dx_1'}\right)^2 dx_1'}, \tag{279}$$

где B означает максимум кривой b, и мы получаем для квадрата отношения этого коэфициента формы к коэфициенту формы при синусоидальной кривой поля [уравн. (203a)]

$$k_W = \frac{1}{\pi B^2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{dB}{dx_1'}\right)^2 dx_1'. \tag{280}$$

Здесь по уравн. (278)

$$\frac{db}{dx_1'} = \frac{1}{2\alpha}\left[f(x_1' + \alpha) - f(x_1' - \alpha)\right] \tag{281}$$

и эта величина получается (ср. фиг. 206) как разность каждых двух принадлежащих абсциссам $x' = x_1' \pm \alpha$ ординат кривой поля $f(x')$. Интеграл в уравн. (280) дается тогда площадью, которая ограничена кривою $\left(\frac{db}{dx_1'}\right)^2$ и частью абсциссы 2π.

Если по уравн. (278) найти кривую b и разложить ее на отдельные волны с амплитудами B_1, B_2, B_3, B_4 и т. д., то вычислить k_W можно также по уравнению

$$k_W = \frac{B_1^2 + 4B_2^2 + 9B_3^2 + \ldots}{B^2}, \tag{282}$$

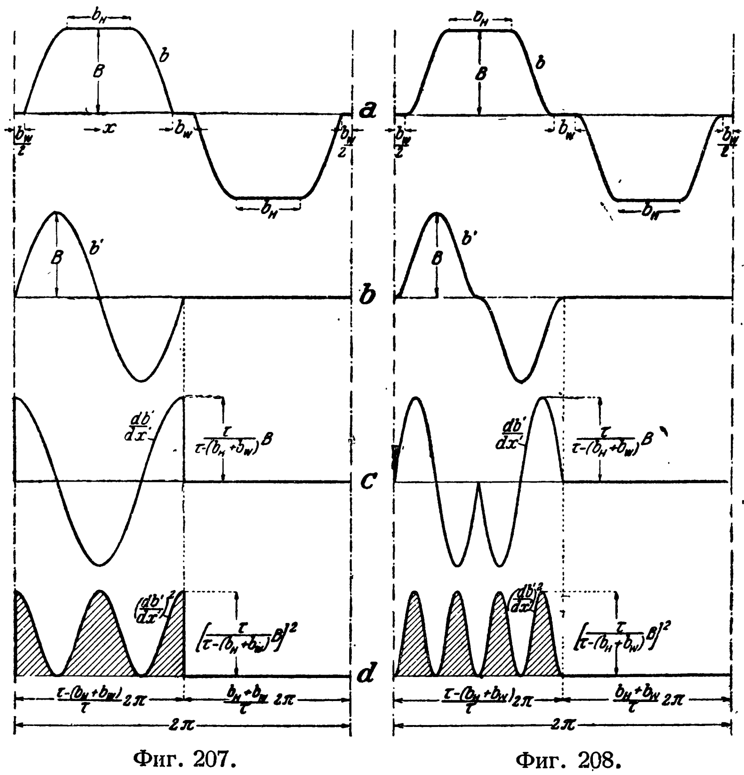
в котором обычно амплитуды четных гармоник равны нулю [ср. уравн. (120b)]. Но этот способ определения k_W обычно несколько более кропотлив, чем применение уравн. (280).

У машин постоянного тока ширина воздушного зазора, а следовательно и нормальная составляющая индукции при холостом ходе, не изменяется вдоль значительной части (b_H) полюсной дуги. Индукция под дополнительным полюсом (на протяжении дуги b_W) равна при холостом ходе нулю. Допустив, что средняя индукция в зубцах [b в уравн. (278)] между главным и дополнительным полюсами изменяется по одной четверти (фиг. 207a), или половине косинусоиды (фиг. 208a), мы можем легко найти k_W. Кривые b на фиг. 207a и 208a можно заменить соответственными кривыми b' (фиг. 207b и 208b), которые по уравн. (280) должны дать для k_W

то же значение, что и кривые b. Тогда фиг. 207с и 208с изображают $\frac{db'}{dx_1'}$, и интеграл в уравн. (280) выражается в обоих случаях через

$$\pi B^2 \left(\frac{\tau}{\tau - (b_H + b_W)} \right)^2 \cdot \frac{\tau - (b_H + b_W)}{\tau} = \pi B^2 \frac{\tau}{\tau - (b_H + b_W)} \tag{283}$$

и равен заштрихованным площадкам на фиг. 207d и 208d.



Фиг. 207. Фиг. 208.

К уравн. (283), (284) и (285). На фиг. 207а и 208а принято $2\tau = 2\pi$.

Таким образом при холостом ходе

$$k_W = \frac{\tau}{\tau - (b_H + b_W)}. \tag{284}$$

У машин постоянного тока обычно (как это допущено также на фиг. 207 и 208)

$$\underline{2(b_H + b_W) = \tau;} \tag{285a}$$

и тогда

$$\underline{k_W = 2.} \tag{285}$$

В отделе III A мы увидим, что кривая поля при нагрузке машины искажается. В грубом приближении мы и тогда можем считать $k_W = 2$, если вычислять удельные потери на вихревые токи по максимальному значению индукции при нагрузке.

3. Влияние обработки на потери в железе. Сводка результатов.

Обычно потери в железе у исполненных машин оказываются значительно бо̀льшими, чем получается по вычислению. Это расхождение отчасти объясняется механической обработкой якорных листов.

Вследствие штамповки и резки листов материал вблизи поверхности разреза закаливается (ср. примечание на стр. 162), вследствие чего увеличиваются потери на гистерезис. Но это увеличение незначительно. После сборки и прессовки отдельных листов якоря приходится очищать впадины от заусениц, возникших при штамповке, и от выступивших при несовершенной сборке краев листов. Нужно это для того, чтобы в полной мере использовать пространство впадины, куда укладывается обмотка, и чтобы выступающие частицы железа не повредили ее изоляции. Последующая обработка стенок впадины несколько ослабляет сечение железа зубцов и, следовательно, увеличивает потери на перемагничивание. Далее изолирующие прокладки между отдельными листами отчасти перекрываются возникшими при обработке заусеницами на поверхности, так что могут образоваться вихревые токи, циркулирующие между различными листами. Это образование заусениц способно значительно увеличить потери на вихревые токи.[1] Поэтому следовало бы ограничиваться очисткою впадин только от самых грубых неровностей; отказаться совершенно от их очистки нельзя, ибо тогда могла бы оказаться поврежденной изоляция впадин, особенно — при наличии клиньев, так как при закладывании клиньев дно впадины испытывает значительное давление.

Возникающие при обработке добавочные потери на вихревые токи вычислить наперед конечно нельзя. Чтобы учесть их, можно лишь сделать известную надбавку на теоретически вычисленные железные потери. Надбавка эта должна быть значительно больше для потерь на вихревые токи, чем для потерь на гистерезис, так как металлические соединения листов поверх изоляции не оказывают влияния на эти последние потери. Если оценить эту надбавку при тщательной обработке острым инструментом в размере приблизительно 20% для потерь на гистерезис и в размере приблизительно 50% для потерь на вихревые токи, то получаются следующие простые формулы для вычисления железных потерь, обусловленных полюсным потоком в теле якоря и в зубцах машин постоян-

[1] Экспериментальное исследование машин, снабженных впадинами, выяснило, что общие железные потери при легированном железе не на много меньше, чем при обыкновенном динамном железе. Это объясняется вероятно тем, что при легированном железе заусеницы, соприкасаясь, обладают меньшим сопротивлением контакта, чем при легко окисляющемся обыкновенном динамном железе.

ного тока, синхронных машин и асинхронных машин с вращающимся полем:

а) **Тело якоря.**

$$Q_A = (k_H V_H + k_W V_W) P_A \text{ W}. \tag{286}$$

Здесь имеем для внутреннего якоря (см. фиг. на таблице 6-ой на стр. 205)

$$\left.\begin{aligned} k_H \approx 2, \quad k_W \approx 2{,}3 \quad , \\ P_A = 22l\left[\left(\frac{D}{2} - h\right)^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2\right] 10^{-3} \text{ kg} \end{aligned}\right\} \tag{286a}$$

и для внешнего якоря

$$\left.\begin{aligned} k_H \approx 2, \quad k_W \approx 1{,}8 \\ P_A = 22l\left[\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \left(\frac{D}{2} + h\right)^2\right] 10^{-3} \text{ kg} \end{aligned}\right\} \tag{286b}$$

b) **Зубцы.**

$$Q_Z = (k_H V_H + k_W V_W) P_Z \text{ W} \tag{287}$$

здесь имеем для машин постоянного тока

$$k_H \approx 1{,}2, \quad k_W \approx 3, \tag{287a}$$

для синхронных машин и асинхронных, с вращающимся полем

$$k_H \approx 1{,}2, \quad k_W \approx 1{,}5 \tag{287b}$$

причем для внутреннего якоря

$$P_Z = 7hl\,[(D - h)\pi - Na]\, 10^{-3} \text{ kg} \tag{287α}$$

для внешнего якоря

$$P_Z = 7hl\,[(D + h)\pi - Na]\, 10^{-3} \text{ kg}. \tag{287β}$$

Для вычисления весов P_A и P_Z надо подставлять размеры якоря (см. фиг. на стр.205) в cm; в формулах приняты коэфициент $k_E = 0{,}9$ (листы толщиною 0,5 mm, см. стр. 168) и удельный вес $s = 7{,}8$ g/cm³ (обыкновенное динамное железо, таблица 3, стр. 153), так что $k_E s = 7$, $\pi k_E s = 22$. Удельные железные потери V_H и V_W следует вычислять по уравн. (199) и (204), взяв B_A по уравн. (216b) для тела якоря и B_M (см. стр. 205) для зубцов. Частота перемагничивания при машинах постоянного тока и синхронных машинах получается из уравн. (273).

с) Еще проще, но менее точно, определяются железные потери в теле якоря и зубцах у машин постоянного тока по формуле

$$Q \approx 2(V_A P_A + V_Z P_Z) \text{ W}, \tag{288}$$

у синхронных машин и у асинхронных, с вращающимся полем, по формуле

$$Q \approx 2(V_A P_A + 0{,}7 V_Z P_Z) \text{ W}, \tag{289}$$

где V_A и V_Z можно вычислить по уравн. (211).

К железным потерям, вычисляемым по уравн. (286) — (289), присоединяются еще вообще так называемые „добавочные" потери, возникающие в некоторых железных частях машины, в зависимости от ее особой конструкции. Эти добавочные потери могут происходить уже при холостом ходе или же возникать только при нагрузке. Возникающие уже при холостом ходе добавочные потери происходят у машин с явно выраженными полюсными наконечниками на поверхности этих последних („поверхностные потери"), а у машин, обе части которых снабжены зубцами, — в зубцах („потери от пульсации индукции в зубцах" или просто „пульсационные"). У асинхронных и синхронных машин при нагрузке возникают еще добавочные потери, обусловленные неправильностями кривой возбуждения поля машин с зубчатыми якорями (Л 72). Эти потери можно свести к рассматриваемым в нижеследующих параграфах поверхностным потерям и потерям от пульсации в зубцах, причем мы будем для каждого отдельного вида машин рассматривать их отдельно.

4. Поверхностные потери (потери в полюсных наконечниках).

Мы видели в отделе G 2c, что индукция на поверхности полюсного наконечника колеблется с периодом, соответствующим зубцовому делению t между некоторым наибольшим значением B_{max} в средней плоскости зубца и некоторым наименьшим значением B_{min} в средней плоскости впадины. Когда якорь вращается, то зубцы проходят мимо поверхности полюсного наконечника и в нем индуцируются вихревые токи, которые порождают значительные тепловые потери при массивных полюсных наконечниках. Так как эти токи проникают в полюсный наконечник не очень глубоко, то обусловленные ими потери называют поверхностными.

Поверхностные потери в полюсных наконечниках можно свести к потерям на вихревые токи, происходящим в якорных листах. Частота, с которой колеблется индукция на поверхности полюсного наконечника, равна произведению из числа впадин N на относительное число оборотов между якорем и полюсным наконечником. Если обозначить это число оборотов через n, то частота равна

$$f = Nn; \tag{290a}$$

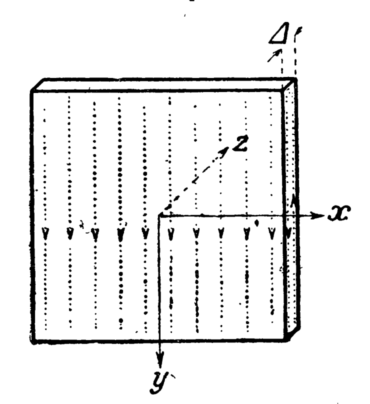
обычно она имеет величину порядка 1000 пер. в сек. При этой высокой частоте перемагничивания и при толщинах листов, имеющих величину порядка половины зубцового деления (величина которого, как мы увидим дальше, имеет здесь решающее значение), приведенная толщина листа ξ (уравн. 206a) всегда гораздо больше 3, и мы можем вычислить отнесенные к единице объема потери на вихревые токи V_W по уравн. (210b). При допущении, что намагничивание листа происходит в направлении оси x-ов, вихре-

вые токи на поверхности листа (плоскость x-y) и на торце листа (плоскость y-z) показаны на фиг. 209a пунктирными линиями. Отнесенные к единице всей поверхности листа потери на вихревые токи равны по уравн. (210d)

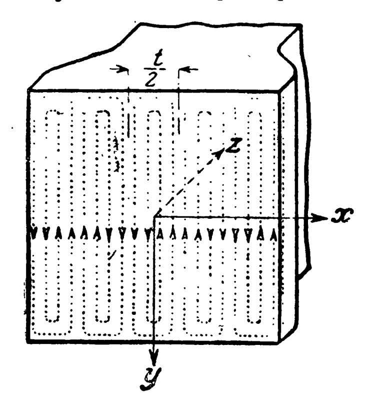
$$V_0 = \frac{\Delta^2}{4}\sqrt{\frac{\pi^3 f^3}{\rho \Pi}}\, B_m^2, \tag{290}$$

где B_m означает наибольшее значение средней индукции в сечении листа.

Вихревые токи на поверхности массивного полюсного наконечника изображены для определенного момента на фиг. 209b. Их распределение в направлении оси x-ов обусловлено распределением



Фиг. 209 a. Вихревые токи на поверхности листа.



Фиг. 209 b. Вихревые токи на поверхности полюсного наконечника.

индукции на поверхности полюсного наконечника. Если эта последняя синусоидальна (как мы и предполагаем), то и вихревые токи распределены синусоидально и изменяются синусоидально во времени. То же самое мы должны конечно предположить и для листа на фиг. 209a, поскольку справедливы уравнения (210b) и (290). В направлении оси z-ов вихревые токи проникают в полюсный наконечник так же, как в лист, если наибольшее значение средней индукции вдоль половины зубцового деления имеет такую же величину, как и в сечении листа (фиг. 209a), ибо тогда амплитуда отнесенного к тем же поверхностным высотам (ордината y) потока индукции в плоскости полюсного наконечника y-z такова же, как в плоскости y-z листа между его поверхностью и его средней плоскостью. Единственное различие между вихревыми токами на поверхности полюсного наконечника и на поверхности листа заключается в том, что на первой изменяется фаза токов вдоль оси x-ов, между тем как на второй эта фаза во всех точках одинакова. Но на величину потерь от вихревых токов влияют только амплитуда и изменение токов во времени, а не их фаза. Мы можем поэтому вычислять удельные поверхностные потери в полюсных наконечниках также по уравн. (290), подставив вместо Δ половину

зубцового деления $\frac{t}{2}$ и приняв для B_m среднее значение индукции на полюсном наконечнике вдоль половины зубцового деления. Это среднее значение равно

$$B_m = \frac{2}{\pi} B_0, \qquad (291a)$$

где

$$B_0 = \frac{B_{max} - B_{min}}{2} \qquad (291b)$$

(фиг. 173) означает амплитуду предполагаемых синусоидальными колебаний индукции на поверхности полюсного наконечника.[1]

Чтобы легко было составить себе представление о порядке величины удельных поверхностных потерь, можно написать:

$$V_0 = k_0 \left(\frac{Nn}{10000}\right)^{1,5} \cdot \left(\frac{B_0 t}{1000}\right)^2 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{W/cm^2} = k_0 \left(\frac{Nn}{10000}\right)^{1,5} \cdot \left(\frac{B_0 t}{1000}\right)^2\ \mathrm{W/m^2}, \qquad (291)$$

где согласно уравн. (290a), (290) и (291a)

$$k_0 = \frac{100}{8\pi \sqrt{\mu\rho}} \left(\frac{100}{6}\right)^{1,5} = \frac{272}{\sqrt{\mu\rho}} . \qquad (291b)$$

В уравн. (291) n иадо подставлять в об/мин, B_0 — в гауссах и t — в cm, в уравн. (291b) ρ — в $\Omega\mathrm{mm^2/m}$. При $\rho = 0,1\ \Omega\mathrm{mm^2/m}$ и $\mu = 2000$ получается, например, $k_0 = 19,3$.

Экспериментальные исследования [Л 77] с якорями, имевшими открытые впадины, в отношении которых приблизительно соблюдена была предпосылка синусоидального распределения индукции на поверхности полюсного наконечника вдоль одного зубцового деления, дали такие результаты:

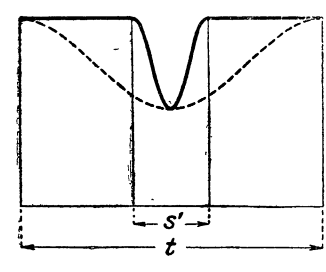
$$\left.\begin{array}{ll}
\text{для массивных железных полюсных наконечников} & k_0 = 23,3 \\
\text{» \quad » \quad чугунных \quad » \quad »} & k_0 = 17,5 \\
\text{» полюсных наконечников из листов толщ. 2 mm} & k_0 = 8,6 \\
\text{» \quad » \quad » \quad » \quad » \quad » 0,55 »} & k_0 = 2,8
\end{array}\right\} \qquad (291c)$$

При этом для вычисления k_0 по уравн. (291) амплитуда индукции B_0 подставлялась такая, какою она получается при покоящемся относительно полюсного наконечника якоре (отделы G2c), и предполагалось, что уравн. (291) справедливо и для таких полюсных наконечников, которые набраны из листов, друг от друга изолированных, в направлении оси якоря. Экспериментальные значения k_0 содержат также гистерезисные потери, но эти последние составляют незначительную долю от потерь на вихревые токи,

[1] К совершенно тому же выводу приходят иными путями Пику [Л 74] и Рюденберг [Л 76].

будучи всего лишь прямо пропорциональны частоте и простираясь на ничтожно малый объем железа.

Применяя тонкие железные листы для полюсных наконечников, можно значительно уменьшить поверхностные потери по сравнению с массивными полюсными наконечниками, как это видно из сопоставленных выше значений k_0. Потери эти при листах толщиною 0,55 mm составляют всего лишь около 12% от поверхностных потерь при массивных железных полюсных наконечниках [ср. уравн. (291c)]. Но это правильно лишь при том условии, чтобы поверхность полюсного наконечника не была обработана. При обработке этой поверхности заусеницы перекрывают изоляцию между отдельными листами, и тогда набранный из листов полюсный наконечник в основном становится тождественен массивному, ибо вихревые токи обычно проникают в железо только на глубину доли миллиметра. Когда отдельные листы хорошо изолированы друг от друга, то потери можно считать приблизительно пропорциональными толщине листа Δ.



Фиг. 210. Предположенное распределение индукции на поверхности полюсного наконечника для кривой на фиг. 211.

При очень узких прорезах впадин s распределение нормальной составляющей индукции вдоль зубцового деления на поверхности полюсного наконечника значительно отклоняется от синусоиды. Чтобы учесть это влияние на поверхностные потери, мы должны разложить волну индукции вдоль зубцового деления на отдеьлные гармоники и просуммировать поверхностные потери, порожденные всеми отдельными волнами. Для ν-ой гармоники нам надо при этом подставить в уравн. (291) $B_{0\nu}$ вместо B_0, $\frac{1}{\nu}t$ вместо t и νN вместо N. Отношение найденных по этому способу удельных поверхностных потерь V_0' к вычисленным по уравн. (291) соответственно пунктирной косинусоиде, показанной на фиг. 210, составляет

$$k_0' = \frac{V_0'}{V_0} = \frac{1}{B_0^2} \sum_\nu \frac{B_{0\nu}^2}{\sqrt{\nu}} \qquad (292)$$

Допустив, что часть кривой на протяжении $s' = \sigma s$ [ср. уравн. (233)] является косинусоидой, мы получим для k_0' представленную на фиг. 211 в виде функции от $\frac{t}{s'}$ кривую. При обычно встречающихся значениях $\frac{t}{s'}$, k_0' весьма близко к единице, так что мы можем, не совершая большой ошибки, при любой ширине прореза впадины считать $V_0' \approx V_0$ и вычислять удельные поверхностные потери по уравн. (291), где согласно уравн. (232) и (236')

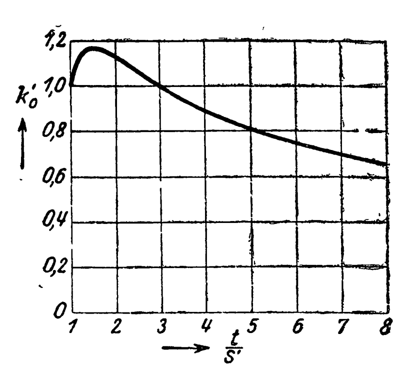
$$B_0 = \beta k_C B. \qquad (291d)$$

Величину β можно брать из таблицы 5 (стр. 180) или из фиг. 174, k_C означает коэфициент Картера (уравн. 236), а B — среднюю нормальную составляющую индукции вдоль шага зубца.

Амплитуда B_0 для отдельных мест на поверхности полюсного наконечника вообще не одинакова; она изменяется вдоль дуги полюсного наконечника при той же ширине воздушного промежутка заодно с нормальной составляющей индукции и убывает вместе с произведением βk_c при увеличении ширины воздушного промежутка.

Средняя величина удельных поверхностных потерь равна

$$V_{0m} = \frac{V_0}{bB_{0\,max}^2} \int_{x_1 - \frac{b}{2}}^{x_1 + \frac{b}{2}} (\beta k_c B)^2 dx, \quad (293)$$



Фиг. 211. Удельные поверхностные потери в функций от $\frac{t}{s'}$ (ср. фиг. 210), отнесенные к поверхностным потерям при синусоидальном колебании индукции (урав. 292).

где b означает дугу полюсного наконечника, x_1 — ее середину и V_0 — удельные поверхностные потери при наибольшем значении B_{0max} амплитуды B_0. Подставив βk_c и B в уравн. (293), можно найти V_{0m} графически. Если обозначить через O всю поверхность полюсного наконечника, то общие поверхностные потери равны

$$Q_0 = V_{0m} O. \quad (294)$$

У машин постоянного тока с явно выраженными полюсными наконечниками ширина воздушного промежутка, а следовательно и амплитуда B_0, при холостом ходе не изменяется на протяжении значительной части полюсной дуги. Поэтому в данном случае поверхностные потеря приблизительно равны

$$\underline{Q_0 \approx 2pV_0 b_i l_p}, \quad (295)$$

где b_i и l_p — теоретическая полюсная дуга и осевая полюсная длина (без вентиляционных каналов). При нагрузке машины распределение поля под полюсным наконечником искажается. Вследствие этого поверхностные потери по сравнению с холостым ходом возрастают, но однако лишь на несколько процентов (при искажении $\pm 30\%$ приблизительно на 3%), так что можно считать поверхностные потери при нагрузке такими же, как при холостом ходе.

У синхронных машин кривая поля приблизительно синусоидальна. Если бы дуга полюсного наконечника при этом простиралась на все полюсное деление и если бы βk_c вдоль полюсной дуги было постоянным, то мы имели по уравн. (293).

$$V_{0m} = \frac{1}{2} V_0, \quad (296)$$

где V_0 означает наибольшее значение удельных поверхностных потерь, возникающее в том месте, где действует наибольшее значение $B = B_L$ взятой на протяжении зубцового деления средней величины нормальной составляющей индукции. Общие поверхност-

ные потери мы получили бы тогда, умножив V_{0m} на общую поверхность $\pi D l_P$:

$$Q_0 = \frac{\pi}{2} V_0 D l_P, \tag{297}$$

где D означает диаметр цилиндрической поверхности и l_P — осевую длину полюсных наконечников (без вентиляционных каналов).

У машин с явно выраженными полюсными наконечниками при постоянном βk_C получилось бы по уравн. (296) преуменьшенное среднее значение удельных поверхностных потерь, но зато общие поверхностные потери получаются по уравн. (297) несколько преувеличенными. При синусоидальной нормальной составляющей и явно выраженных полюсных наконечниках величина βk_C тоже убывает от средины дуги полюсного наконечника по направлению к его концам, и это влечет за собою уменьшение поверхностных потерь. Если и при явно выраженных полюсах пользоваться простым уравн. (297), то поверхностные потери получаются несколько преувеличенными.

Если не только внутренняя, но и внешняя часть машины имеет впадины, как это, например, бывает у коллекторных машин с компенсационной обмоткой, у синхронных машин с цилиндрическим ротором и у асинхронных машин, то в каждой части машины возникают поверхностные потери, обусловленные впадинами другой части. В снабженной впадинами поверхности эти потери меньше, чем в гладкой, потому что прорезы в большей или меньшей степени препятствуют образованию вихревых токов и потому что поверхность железа здесь уменьшена в отношении ширины головки зубца к зубцовому делению по сравнению с гладкой поверхностью. В большинстве случаев ширина прореза в первой части машины s_1 (или во второй s_2) значительно меньше ширины головки зубца $c_2 = t_2 - s_2$ второй части (или первой $c_1 = t_1 - s_1$). Тогда прорезы не слишком препятствуют образованию токов Фуко, и для поверхностных потерь получаются обычно всего лишь немного преувеличенные значения, если их вычислить как для гладкой поверхности и умножать на отношение прорезанной поверхности к непрорезанной

$$\frac{O'}{O} = \frac{t-s}{t}. \tag{298}$$

Так, например, у асинхронных машин, где кривая поля приблизительно синусоидальна, для поверхностных потерь в первой части машины получается

$$Q_{01} = \frac{\pi}{2} V_{01} l D \frac{t_1 - s_1}{t_1}, \tag{299}$$

причем

$$V_{01} = k_0 \left(\frac{N_2 n}{10000}\right)^{1,5} \left(\frac{t_2 \beta_2 k_C B_L}{1000}\right)^2 \mathrm{W/m^2}, \tag{299a}$$

где k_C вычисляется по уравн. (238). Поверхностные потери во второй части мы получаем соответственным образом, взаимно переставив индексы 1 и 2 в уравн. (299) и (299а). Величину k_0 следует

брать из приведенной на стр. 219 сводки, причем набранный из листов якорь надлежит считать массивным, если поверхность подвергается обработке после сборки листов.

Если же в одной части машины ширина головки зубца приблизительно равна ширине прореза впадины в другой части или даже меньше этой ширины, как это, например, бывает у синхронных машин с малым зубцовым делением на статоре и большим на цилиндрическом роторе, то образование вихревых токов на поверхности головки зубца у части машины, имеющей большое число зубцов (статор), сильно затруднено, и поверхностными потерями можно здесь пренебрегать В этом случае, однако, появляются потери от пульсации потока в зубцах, рассматриваемые в следующем параграфе.

В некоторых случаях впадины у одной части машины распределены неравномерно или вообще простираются только на часть окружности, как, например, у цилиндрического ротора синхронной машины, где впадины отчасти закрыты железными клиньями, а то и вообще отсутствуют в отдельных зонах. В этом случае поверхностные потери надо вычислять отдельно для отдельных зон окружности, и при том не только для той части машины, у которой впадины распределены неравномерно (ротор), но и для той, где они равномерны (статор). У этой последней части нужно принимать во внимание лишь тот участок поверхности, который располагается против снабженной впадинами зоны другой части (ротора).

5. Потери от пульсации индукции в зубцах (пульсационные потери).

У машин, обе части которых снабжены впадинами, индукция зависит от мгновенного относительного положения зубцов обеих частей. Она колеблется в зубцах внутренней части с частотою, пропорциональной числу впадин внешней части, а в зубцах внешней части — с частотою, пропорциональной числу впадин внутренней. Эти колебания главным образом заметны у машин с небольшой шириной воздушного промежутка, например у индукционных машин. Частота пульсации в зубцах равна частоте колебаний индукции, которые мы рассмотрели в предыдущем параграфе. Таким образом для части 1 мы имеем

$$f_1 = N_2 a, \qquad (300)$$

где N_2 означает число впадин части 2, а n относительное число оборотов между обеими частями машины. Взаимно заменив оба индекса 1 и 2, мы получаем частоту пульсации в зубцах части 2.

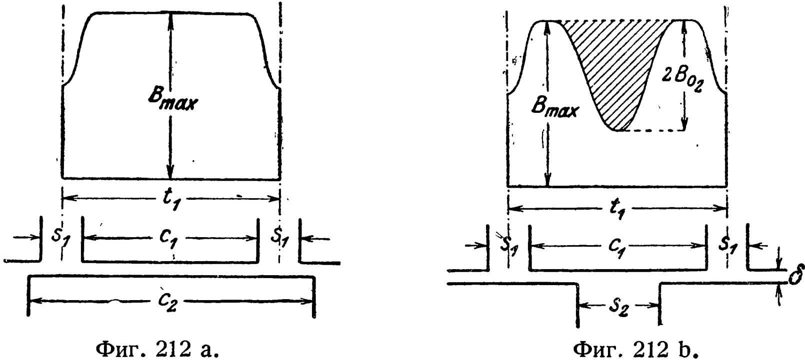
Амплитуда B_p колебаний индукции в зубцах, налагающихся на среднюю индукцию, зависит от числа и взаимного расположения впадин у обеих частей. Рассмотрим два предельных положения якоря. В первом положении средние линии двух зубцов совпадают (фиг. 212a, 213a, 214a), во втором — средняя линия зубца одной части (например, части 1) совпадает со средней линией впадины другой части (фиг. 212b, 213b, 214b). Чтобы по этим двум предельным положениям части 2 относительно части 1 определить амплитуду B_{p_1} колебаний в зубце части 1, будем различать два случая.

Первый случай. В обоих предельных положениях против прорезов впадин всегда расположены поверхности головок зубцов (фиг. 212 и 213). Это происходит, когда при $t_2 > t_1$ (212) удовлетворены условия

$$c_2 > t_1 + s_1 \quad \text{и} \quad s_2 < c_1,$$

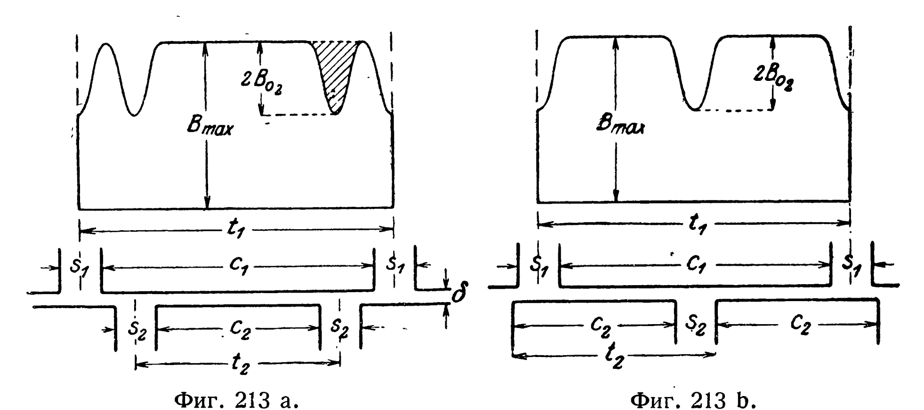
и при $t_2 < t_1 < 2t_2$ (фиг. 213) — условия

$$c_1 > t_2 + s_2 \quad \text{и} \quad t_1 + s_1 < t_2 + c_2.$$



Фиг. 212 a. Фиг. 212 b.

Вычисление амплитуды B_{P_1} колебаний потока в зубце.



Фиг. 213 a. Фиг. 213 b.

Вычисление амплитуды B_{P_1} колебания потока в зубце.

Поток в зубце части 1 на единицу длины равен начерченным над эскизами зубцов и впадин не заштрихованным площадкам, а разность между потоками в зубцах при том и другом предельном положении выражается заштрихованными площадками на фиг. 212b и 213a, равными, как это было указано в отделе G2c, величине $B_{O_2}s_2'$. Амплитуда B_{P_1} для середины зубца, где действует средняя индукция B_{M_1}, равна тогда

$$B_{P_1} = \frac{B_{O_2}s_2'}{2t_1}\,\frac{B_{M_1}}{B}, \tag{301}$$

где по уравн. (236')

$$B = \frac{B_{\max}}{k_C}. \tag{301a}$$

Здесь коэфициент Картера $k_C = k_{C_1} k_{C_2}$. Приняв во внимание уравн. (232) и (233), мы получаем окончательно амплитуду

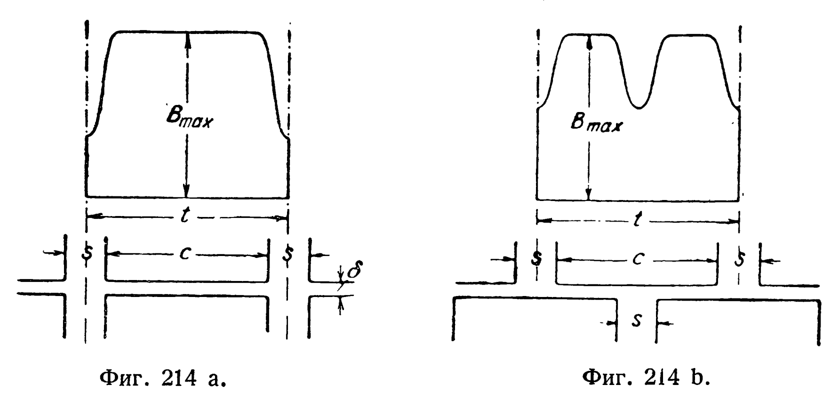
$$B_{P_1} = \frac{\gamma_2 \delta k_C}{2t_1} B_{M_1}, \tag{302}$$

где δ означает ширину воздушного промежутка и

$$\gamma_2 = \frac{\left(\frac{s_2}{\delta}\right)^2}{5 + \frac{s_2}{\delta}}. \tag{302a}$$

Взаимно заменив индексы 1 и 2, мы получим амплитуду B_{P_2} во второй части машины.

Конечная величина магнитной проницаемости зубца имеет следствием смягчение колебаний потока в них. Но обычно поток индукции в зубце части 1 достигает максимума, когда в противоположном зубце части 2 он проходит через минимум, и наоборот (ср. фиг. 212 и 213), так что сумма магнитных напряжений зубцов обеих частей колеблется незначительно. Отношение амплитуд потока в зубцах при учете и без учета проницаемости в среднем имеет приблизительно величину порядка обратного значения коэфициента Картера k_C, так что мы можем согласно уравн. (302) считать



Фиг. 214 a. Фиг. 214 b.

Вычисление амплитуды B_{P_1} колебаний потока в зубце.

$$B_{P_1} \approx \frac{\gamma_2 \delta}{2t_1} B_{M_1}. \tag{303}$$

Второй случай. В предельных положениях частично располагаются друг против друга и прорезы впадин. Этот случай имеет место, когда на фиг. 212 и 213 прорезы впадин части 1 или 2 или же обеих частей настолько уширены, что в предельных положениях a и b прорезы впадин одной части уже не перекрываются головками зубцов другой.

В том частном случае, когда $t_2 = t_1 = t$ и $s_2 = s_1 = s$ (фиг. 214a и b), мы можем вычислить B_{P_1} и B_{P_2}. Тогда при представленном на фиг. 214a положении зубцов распределение поля таково же,

как в том случае, когда одна из частей машины не имеет впадин, но воздушный промежуток равен $\delta' = \frac{\delta}{2}$. Мы имеем тогда, как это следует из фиг. 214а и b и уравн. (302),

$$B_{P_1} = \left(2\gamma\delta - \gamma' \frac{\delta}{2}\right) \frac{k_C}{2t} B_{M_1}, \tag{304}$$

где

$$\gamma = \frac{\left(\frac{s}{\delta}\right)^2}{5 + \frac{s}{\delta}} \quad \text{и} \quad \gamma' = \frac{\left(\frac{2s}{\delta}\right)^2}{5 + \frac{2s}{\delta}}; \tag{304a и b}$$

следовательно

$$B_{P_1} = \frac{\frac{2s}{\delta}}{5 + \frac{2s}{\delta}} \cdot \gamma \frac{\delta k_C}{2t} B_{M_1} \tag{305}$$

[см. уравн. (302)] или с учетом конечной проницаемости в зубцах

$$B_{P_1} \approx \frac{\frac{2s}{\delta}}{5 + \frac{2s}{\delta}} \cdot \frac{\gamma\delta}{2t} B_{M_1}. \tag{306}$$

Таким образом, во втором случае, когда $t_2 = t_1 = t$ и $s_2 = s_1 = s$, амплитуда B_{P_1} всегда несколько меньше, чем в первом случае [см. уравн. (303)].

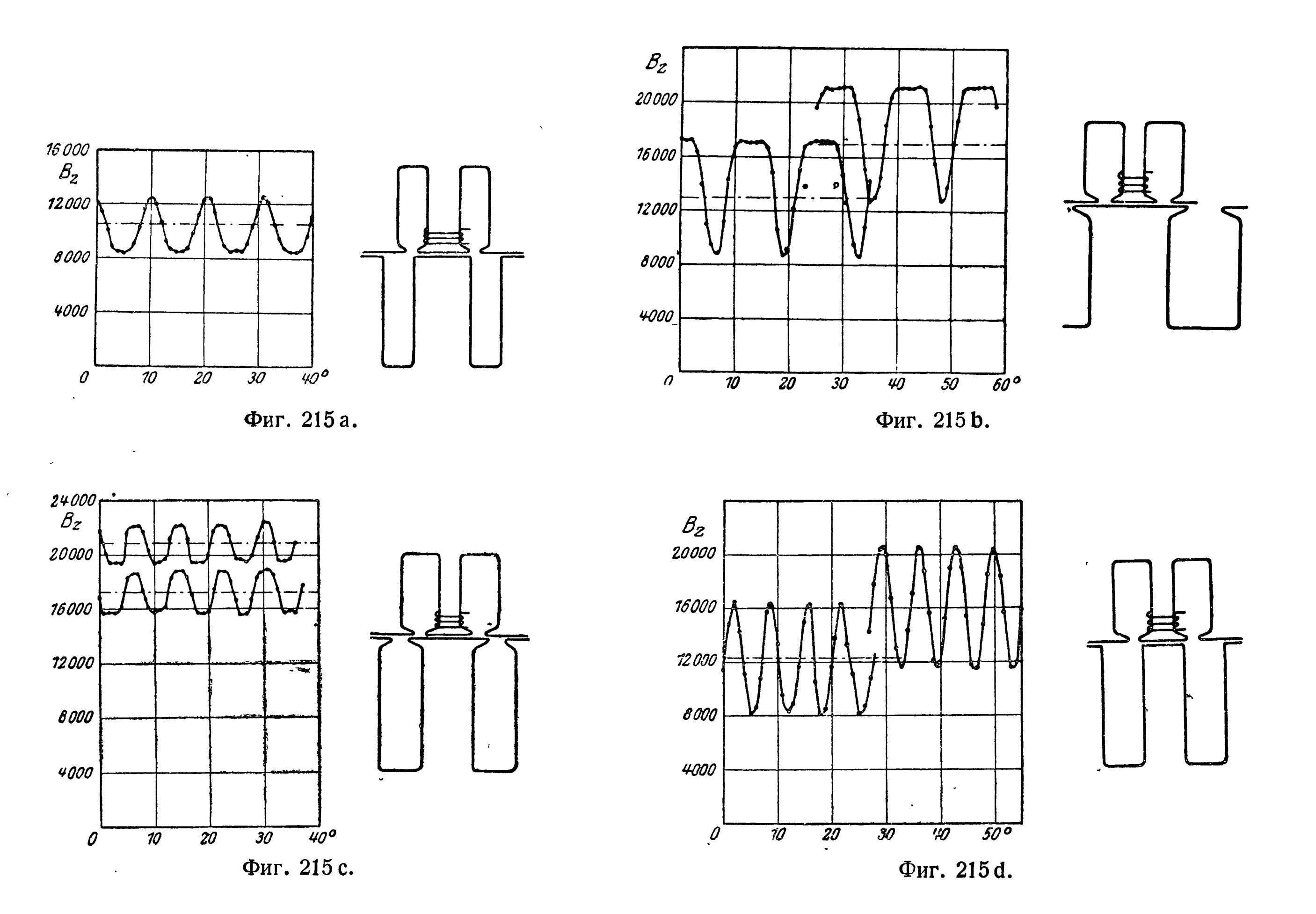
Когда во втором случае середины зубцов совпадают (фиг. 214а), то поток в зубце больше, чем в том случае, когда середине зубца противостоит середина впадины (фиг. 214b). Наоборот, на фиг. 213 для первого случая поток меньше при совпадении зубцов. Но фигуры 213 можно плавно преобразовать в фигуры 214, постепенно уменьшая c_1 и t_1 до c_2 и t_2. При определенной ширине c_1, для которой

$$c_2 < c_1 < t_2 + s_2,$$

потоки в зубцах при обоих предельных положениях должны быть одинаковы; тогда потери от пульсации, соответствующие основной частоте по уравн. (300), равны нулю.

Когда во втором случае $t_2 \gtrless t_1$ и $s_2 \gtrless s_1$, то мы уже не можем так просто вычислить амплитуду B_{P_1}. Но из рассмотрения частного случая $t_2 = t_1$, $s_2 = s_1$ мы заключаем, что вычисленная по уравн. (303) амплитуда для второго случая, когда прорезы впадин части 2 отчасти перекрываются головкою зубца части 1, представляет собою верхнее предельное значение.

На графиках фиг. 215а—g изображены для различных, рядом показанных расположений измеренные Брагстадом (Bragstad) и Френкелем (Fraenckel) (Л 79) колебания индукции в зубце статора. Во всех случаях ширина воздушного промежутка равна $\delta = 0{,}05$ cm, ширина прореза впадины у статора $s_1 = 0{,}25$ cm. Зубцовые деления для статора и ротора (t_1 и t_2) и ширина прореза впадины у ротора (s_2) приведены в таблице 7. Там же приведены

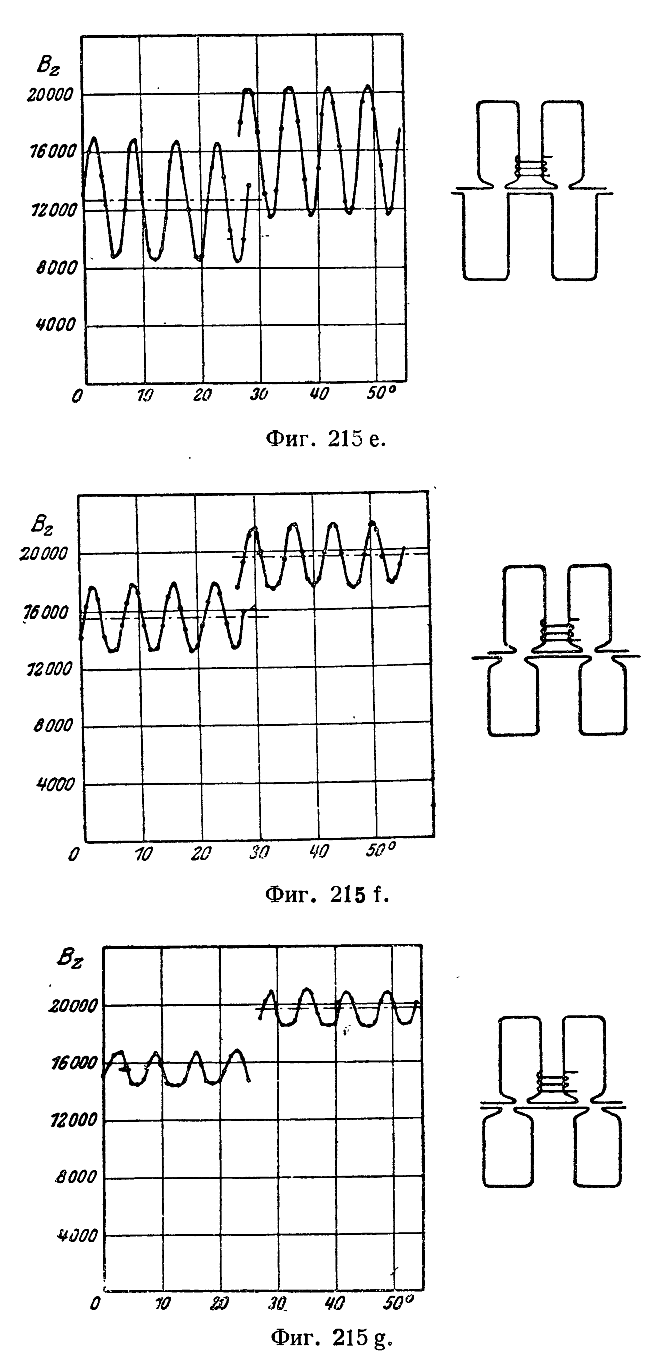


Фиг. 215 a.

Фиг. 215 b.

Фиг. 215 c.

Фиг. 215 d.



Фиг. 215 e.

Фиг. 215 f.

Фиг. 215 g.

Колебания индукции B_Z в одном якорном зубце при соотносительном движении зубчатых частей машины и различных средних индукциях в зубце B_M (точки и черточки). Справа — соответственные зубцы и впадины обеих частей машины. Ср. таблицу 7.

вычисленная по уравн. (302a) величина γ_2 и вычисленное по приближенной формуле (303) отношение $\frac{\gamma^2\delta}{2t_1} \approx \frac{B_{P1}}{B_{M1}}$. Оба последних столбца дают измеренное отношение $\frac{B_{P1}}{B_{M1}}$, предпоследний столбец — для малых, а последний — для больших индукций в зубцах (ср. фиг. 215a — g). Из сопоставления трех последних столбцов таблицы 7 мы видим, что отношение $\frac{B_{P1}}{B_{M1}}$ по приближенному уравнению (303) при практически встречающихся индукциях в зубцах отклоняется незначительно от измеренного отношения. Графы d и e отличаются друг от друга только длиною зубца у ротора (ср. фигуры).

Таблица 7.

Сопоставление вычисленного по приближенному уравнению $\frac{B_{P1}}{B_{M1}} \approx \frac{\gamma_2\delta}{2t_1}$ отношения амплитуды пульсации к средней индукции в зубце с измеренным отношением.

фиг. 215	t_1	t_2	s_2	γ_2	$\frac{\gamma_2\delta}{2t_1}$	$\frac{B_{P1}}{B_{M1}}$	
a	1,55	2,17	0,80	12,2	0,190	0,190	—
b	1,44	3,65	0,80	12,2	0,211	0,320	0,255
c	1,44	2,35	0,35	4,08	0,070	0,092	0,072
d	1,44	2,00	1,00	16,0	0,278	0,330	0,290
e	1,44	2,00	1,00	16,0	0,278	0,320	0,280
f	1,44	2,00	0,50	6,67	0,116	0,145	0,110
g	1,44	2,00	0,30	3,27	0,057	0,070	0,065

Чтобы определить, какому закону подчинены потери на вихревые токи, обусловленные колебаниями потока в зубцах, нам надо найти порядок величины приведенной толщины листа ξ [уравн. (206a)]. При этом надо принять во внимание, что колебания индукции в зубцах совершаются около средней индукции, которая изменяется так же, как взятая на протяжении одного зубцового деления средняя величина кривой поля [уравн. (278)]. Средняя индукция в зубце b_M проходит через все значения от 0 до $\pm B_M$, причем приведенная толщина листа изменяется в широких пределах. Для определения приведенной толщины листа будем вводить проницаемость при каждой средней индукции в зубце. Для $\xi < 3$ мы можем вы-

числять удельные потери на вихревые токи по уравн. (204), но для $\xi > 3$ мы должны умножать вычисленные по уравн. (204) потери еще на поправочный коэфициент k_m [уравн. (209b)]. Мы получаем таким образом

для $\xi < 3$

$$v_{P_1} = V_{P_1}\left(\frac{b_{M1}}{B_{M1}}\right)^2, \tag{307a}$$

для $\xi > 3$

$$v'_{P_1} = \frac{3}{\xi} V_{P_1}\left(\frac{b_{M1}}{B_{M1}}\right)^2; \tag{307b}$$

где

$$V_{P_1} = \sigma\left(\frac{f_1}{100}\,\frac{B_{P_1}}{10000}\right)^2 \mathrm{W/kg} \tag{307}$$

представляет собой удельные пульсационные потери при наибольшей амплитуде пульсаций B_{P_1}. Величину f_1 надо подставлять в пер/сек и B_{P_1} в гауссах; σ надо брать из таблицы 4, стр. 162, а ξ вычислять по уравн. (206а и с).

Средняя индукция в зубце, указывающая предел для действительности обоих уравнений (307а и b), определяется по (относительной) проницаемости, которая по уравн. (206а и с) получается равной

$$\mu_{\xi=3} = \left(\frac{3}{2\pi\Delta}\right)^2 \frac{\rho 10^5}{f_1}. \tag{307c}$$

При $f_1 = 1000$ пер/сек. $\Delta = 0{,}05$ cm и $\rho = 0{,}15$ $\Omega\,\mathrm{mm^2/m}$ для обыкновенного динамного железа мы получаем, например, $\mu_{\xi=3} = 1380$, что соответствует индукциям 1500 и 13500 гауссов. Между этими средними индукциями в зубце справедливо уравн. (307b), при меньших или бо̀льших индукциях справедливо уравн. (307а).

Если, как это обычно бывает, положительная полуволна кривой b_{M1} на окружности якоря представляет собой зеркальное изображение отрицательной полуволны относительно оси абсцисс и если мы будем определять то место на окружности якоря, где $b_{M1} = 0$, абсциссой $x = 0$, то средние удельные потери от пульсации потока в части 1 машины будут равны

$$V_{P1m} = \frac{1}{\tau}\left\{\int_0^{x_1} v_{P_1}dx + \int_{x_1}^{x_2} v'_{P_1}dx + \int_{x_2}^{x_3} v_{P_1}dx + \right.$$
$$\left. + \int_{x_3}^{x_4} v'_{P_1}dx + \int_{x_4}^{\tau} v_{P_1}dx\right\}, \tag{308}$$

где x_1, x_2, x_3 и x_4 означают те места на окружности якоря, где приведенная толщина листа равна $\xi = 3$. Если мы положим

$$V_{P1m} \approx \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} v_{P_1}dx, \tag{309}$$

то вычисленные средние удельные потери от пульсации окажутся несколько преувеличенными, так как для областей $x_1 < x < x_2$ и

$x_3 < x < x_4$ имеем $v_{P_1} > v'_{P_1}$. Но эта ошибка не слишком велика при практически встречающихся наибольших средних индукциях в зубцах, так как при этих индукциях обычно

$$\int_{x_1}^{x_2} v_{P_1} dx + \int_{x_3}^{x_4} v_{P_1} dx < \int_{x_2}^{x_3} v_{P_1} dx.$$

Если мы, например, допустим, что b_{M_1} изменяется синусоидально, то при $f_1 = 1000$ пер/сек, $\Delta = 0{,}05$ cm, $\rho = 0{,}15\, \Omega\, \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$ и $B_{M_1} = 17000$ гауссов получается $x_2 = 0{,}29\tau$ и $x_3 = 0{,}71\tau$. Тогда имеем

$$\frac{\int_0^{\tau} v_{P_0} dx}{\int_{x_2}^{x_3} v_{P_1} dx} = 1{,}38; \qquad (309a)$$

или, иными словами, если потери от пульсации были бы равны нулю для областей $0 < x < x_2$ и $x_3 < x < \tau$, то вычисленные по уравн. (309) общие потери от пульсации оказались бы преувеличенными на 38%. В действительности ошибка, разумеется, гораздо меньше.

У индукционных машин кривая поля приблизительно синусоидальна, так что средние потери от пульсации потока несколько меньше, чем $\frac{1}{2} V_{P_1}$, уравн. (307). Если считать их равными $\frac{1}{2} V_{P_1}$, а кроме того принять в расчет уравн. (300) и посредством надбавки в размере 80% учесть увеличение потерь от пульсации, обусловленное обработкою зубцов и небольшим отклонением от синусоиды кривой поля, то для обыкновенного динамного железа толщиною 0,5 мм (табл. 4, стр. 162) получается

$$Q_{P_1} \approx 0{,}14 \left[\frac{N_2 n}{10000} \frac{B_{P_1}}{1000}\right]^2 P_{Z_1} \text{ W}, \qquad (310)$$

где P_{Z_1} означает вес зубцов (уравн. 287α и β) у части машины 1 в kg; n надо подставлять в об/мин, B_{P_1} в гауссах [1]. Посредством взаимной замены индексов 1 и 2 мы получаем потери от пульсации потока в части 2.

Гистерезисные потери от пульсации потока в зубцах незначительны, и ими можно пренебрегать.

---

[1] Брагстад и Френкель [Л 79] вычисляют удельные потери от пульсации в индукционных двигателях не по уравн. (307a), а по уравн. (307b). При этом они кладут в основу своего вычисления $\mu = 300$, так что обычно $\xi \leqslant 3$ и вычисленные по уравн. (307b) удельные потери на вихревые токи еще больше, чем без учета реакции [уравн. (307a)]. Далее эти авторы исходят из одной формулы, которую предложил Пику (Picou) [Л 75, стр. 54, уравн. (15)] и которая приводит к удвоенному значению потерь от вихревых токов. При переходе к уравн. (15) Пику, очевидно по недосмотру, вводит в делитель h вместо $2h$. Этим объясняется, что по формулам, которые выведены Брагстадом и Френкелем, получаются значительно бо́льшие потери от пульсации, чем по нашему уравн. (310), хотя они якобы учитывают реакцию, обусловленную вихревыми токами.

У машин постоянного тока с компенсационной обмоткой и прорезанными в полюсном наконечнике впадинами, а также у синхронных машин с цилиндрическим ротором, тоже возникают потери от пульсации потока, но в этих случаях воздущный зазор гораздо больше, чем у индукционных двигателей, вследствие чего амплитуда пульсации уменьшается. Для массивных зубцов ротора обычно $\xi > 3$, так что здесь вычислять удельные потери от пульсации надо по уравн. (307b).

J. Потери на трение.

1. Подшипники.

Опорные подшипники в электромашиностроении обычно исполняются в виде подшипников со скользящим трением. Шариковые подшипники, несмотря на то, что они сокращают потери от трения, применяются редко, потому что при больших числах оборотов работают не вполне бесшумно и обнаруживают бо̀льшую чувствительность к толчкам нагрузки, чем подшипники со скользящим трением [P 23]. В качестве опорно-упорных подшипников шариковые подшипники зарекомендовали себя хорошо и применяются часто.

Конструирование подшипника является задачей общего машиностроения, заслуживающею особого внимания применительно к большим и быстроходным машинам. В рамках нашей книги мы подробно изучать ее не станем. У машин малой и средней величины, нормальной конструкции, диаметр цапфы d часто назначается по приближенной формуле

$$d \approx 22 \sqrt[3]{\frac{P}{n}} \text{ cm}, \qquad (311)$$

где P означает мощность в kW и n — число оборотов в минуту. Отношение длины цапфы l к диаметру цапфы d обычно понижается вместе с величиною машины. У малых машин оно равно приблизительно 3,5, у машин средней величины опускается приблизительно до 2,5, а у очень больших машин составляет всего лишь около 1,5 [P24].

Потери на трение в подшипниках со скользящим трением зависят от отношения длины цапфы к ее диаметру, окружной скорости цапфы v, температуры подшипника t, подводимого количества масла, вязкости масла η, зазора между цапфой и вкладышем подшипника и, в общем случае, также от удельного давления p (отнесенного к проекции цапфы на горизонтальную плоскость).

При окружных скоростях цапфы от 0,5 до 4 m/sec и удельных давлениях вплоть до 30 kg/cm², удельное давление, согласно опытам Тоуэра (Tower) [Л 80], подтвержденным Детмаром (Dettmar) [Л 81] для небольших электрических машин, не оказывает влияния на потери от трения. При температурах масла приблизизительно в пределах от 16 до 50°C потери на трение можно считать обратно пропорциональными температуре масла в °C. Далее потери пропорциональны площади проекции цапфы и 1,5-ой степени

окружной скорости цапфы. Для машин **малой и средней** величины с кольцевой смазкой секундные потери от трения в подшипнике со скользящим трением можно вычислять по приближенной формуле

$$Q_R \approx \frac{26}{t}\, dlv^{1,5} \text{ W} \tag{312}$$

или при $t = 50°$C по формуле

$$Q_R \approx 0{,}52 dlv^{1,5} \text{ W} \tag{312a}$$

[Л 81], где d и l выражены в cm, а v в m/sec.

У быстроходных машин большей мощности с тщательно построенными подшипниками, то-есть с наиболее выгодным зазором между цапфою и вкладышем подшипника и наиболее целесообразной канализацией масла, подводимого в обильном количестве, вычисленные по приближенному уравнению (312) потери на трение оказываются преувеличенными. Пользуясь уравнением Гюмбеля (Gümbel) [Л 87, уравн. (37)], можно определять в этом случае потери по формуле:

$$Q_R \approx 2{,}3l \sqrt{\eta p d\left(1 + 4\frac{d}{l}\right)}\, v^{1,5} \text{ W}. \tag{313}$$

В этом уравнении p выражено в kg/cm², d и l в cm, v в m/sec, η в kg sec/m². Вязкость η для машинного масла при 50°C составляет от 0,0015 до 0,002 kg sec/m². Приближенно получается

$$\sqrt{\eta} = \frac{50}{t°}\sqrt{\eta_{50}},$$

если η_{50} означает вязкость при 50°C [Л 84, стр. 168].

Для **шариковых подшипников** можно потери на трение определять по формуле [Л 89]:

$$Q_R \approx 0{,}015\frac{P}{D}v \text{ W}, \tag{314}$$

где P означает нагрузку кольца в kg, D — диаметр окружности центров шариков в cm и v — окружную скорость цапфы в m/sec.

2. Вентиляция.

Вентиляционная мощность определяется, как у вентиляторов [Л 89 и Л 130], по перемещаемому количеству воздуха и скорости некоторой точки на внешней окружности вращающейся части и равна

$$Q_L \approx 1{,}1\, Vv^2 \text{ W}. \tag{315}$$

Здесь V означает нагнетаемое количество воздуха в m³/sec, а v — окружную скорость в m/sec. Перемещаемое количество воздуха можно вычислить по уравн. (460c) или оценить приближенно. Так как оно пропорционально окружной скорости, то вентиляционная мощность возрастает пропорционально кубической степени перемещаемого количества воздуха или же, для той же машины, пропорционально кубической степени числа оборотов.

Таблица 8.

Свойства ходовых сортов щеток и области их применения

Сорт щетки	Марка фирмы Carbone A. G.	Удельное сопротивление Ω mm²/m при 15°C	При длительной работе без сотрясений: Плотность тока в A/cm²	Падение напряжения под обеими щетками V	Нажим kg/cm²	Окружная скорость m/sec	Коэфициент трения при контактных кольцах	Область применения
Медная ткань	—	0,018	20—30	0,06	0,1	—	0,3	Машины очень низкого напряжения
Пластинчатая медная щетка с прослойками из графита	—	—	20	1,2	0,1	—	0,25	Тоже
Из смеси бронзы с графитом	MK_1	0,8	25—30	0,4	0,15	25	0,15	Контактные кольца из твердой бронзы, машины постоянного тока до 6 V
Из смеси меди с графитом	KK_4	2	20	0,66	0,15	20	0,16	Контактные кольца из бронзы и железа, машины постоянного тока для 6—20 V.
Мягкий уголь с большим содержанием графита	LFC_1	18	12—15	1,5	0,1	45	0,17	Контактные кольца
	LFC_2	18	12—15	1,4	0,1	45	0,15	Быстроходные машины пост. тока и одноякорн. преобразователи для 110 V
	LFC_{3b}	32	10—12	1,9	0,1	45	0,18	Быстроходные машины пост. тока и одноякорные преобразователи большого напряжения
Электро-графитирован. угольная мягкая	X	20	10—12	1,6	0,125	10—15	0,27	Контактные кольца и машины пост. тока для 110 V
тоже средн.	Z	30	8	1,7	0,125	20	0,28	Машины пост. тока на 110 – 120 V
тоже „	$E\tilde{G}_{30}$	35	8	1,8	0,125	20	0,28	Коллекторные двигатели перем. тока и машины пост. тока повышенного напряжения
Твердый уголь	Q^c_2	85	4—5	1,9	0,15	15	0,23	Машины для напряжений свыше 500 V и машины, склонные к искрению
Очень твердый уголь	QS_4	105	3—4	2,1	0,15	15	0,25	

Если машина вентилируется с помощью особого вентилятора, то вентиляционная мощность равна

$$Q_L = 9{,}81 \frac{H}{\eta} V \text{ W}, \qquad (316)$$

где H означает требуемое давление в mm водяного столба, η — коэфициент полезного действия вентилятора ($\approx 0{,}5$) и V — перемещаемое в секунду количество воздуха в m³/sec. Давление H возрастает пропорционально квадрату перемещаемого количества воздуха, так что и здесь вентиляционная мощность возрастает пропорционально его кубической степени. Потребные давления воздуха заключены в следующих пределах [Л 130, стр. 76]:

тихоходные машины

$$v \approx 15 \text{ m/sec}$$
$$30 < H < 50 \text{ mm вод. ст.}$$

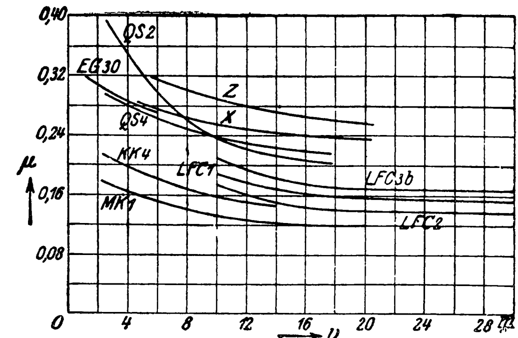
быстроходные машины

$$v \approx 80 \text{ m/sec} \cdot$$
$$\cdot\ 50 < H < 100 \text{ mm вод. ст.}$$

3. Щетки.

Потери на трение щеток можно вычислять по формуле

$$Q_B = 9{,}81 \mu p F v \text{ W}. \qquad (317)$$



Фиг. 216. Коэфициент трения в функции скорости для щеток таблицы 8, стр. 234, и гладких контактных колец.

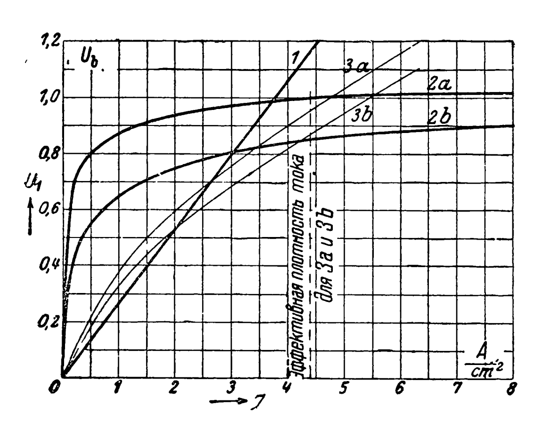
Здесь μ означает коэфициент трения, p — нажим щеток в kg/cm², F — площадь контакта всех щеток в cm² и v — окружную скорость скользящего тела (контактного кольца или коллектора) в m/sec. Коэфициент трения несколько убывает по мере увеличения окружной скорости. Для некоторых щеток фирмы Carbone A. G. (ср. таблицу 8, стр. 234) он представлен на фиг. 216 согласно исследованиям этой фирмы. Указанные в таблице 8 коэфициенты трения справедливы для контактных колец при нажимах p, приведенных в столбце 5, и при окружных скоростях v, приведенных в столбце 6. Для коллекторов, у которых поверхности скольжения менее гладки, чем у контактных колец, коэфициенты эти следует увеличивать приблизительно на 20%. Если машины подвержены сильным сотрясениям, каковы, например, тяговые электродвигатели, то нажим надо брать приблизительно вдвое бо̀льшим [Р 25].

К. Падение напряжения и джоулевы потери в щетках.

Падение напряжения вдоль щеток, применяемых практически, в том числе и угольных, очень невелико. Оно составляет при наибольших встречающихся плотностях тока (ср. таблицу 8, стр. 234) меньше 0,1 V, так что особо считаться с ним нет надобности, как равно и с джоулевыми потерями в самой щетке [Р 26]. Зато при переходе от щетки на контактное кольцо или коллектор, или на-

оборот, возникает значительно большее падение напряжения, которое вообще зависит от материала щетки, направления тока, плотности тока, нажима, температуры, химической и механической консистенции соприкасающихся поверхностей и рода тока. В состоянии покоя падение напряжения имеет другую величину, нежели при движении щетки по кольцу или коллектору.

Когда щетка относительно скользящего тела находится в состоянии покоя, то переходное сопротивление мало зависит или вообще не зависит от направления тока, по крайней мере — покуда соприкасающиеся частицы не накалились. Другими словами, оно при направлении тока от скользящего тела к щетке таково же, как при обратном направлении. Наибольшие различия в переходном напряжении при изменении направления тока, которые иногда приходилось констатировать, объясняются, быть может, термосилами, зависящими по величине и направлению от материала соприкасающихся тел. Вследствие отрицательного температурного коэфициента угля переходное сопротивление убывает по мере повышения температуры. Температурою же, повидимому, объясняется и то, что переходное сопротивление по мере увеличения плотности тока несколько уменьшается, так что переходное напряжение, как функция от тока или плотности тока, вообще не представляет собой прямой линии, а несколько изгибается в сторону оси абсцисс при большей плотности тока. Этот изгиб еще не заметен на кривой 1 фиг. 217, изображающей переходное напряжение угольной щетки в зависимости от плотности тока при покоящихся поверхностях скольжения. У металлических щеток, применяемых в настоящее время только при небольших напряжениях на зажимах, тоже иной раз можно констатировать уменьшение переходного сопротивления по мере увеличения плотности тока; в этом случае оно объясняется отрицательным температурным коэфициентом слоя окисла, образующегося между щеткой и скользящим телом. По мере увеличения нажима переходное сопротивление и переходное напряжение уменьшаются, что обусловлено главным образом не нажимом, а произведением из нажима на поверхность контакта. Так называемое переходное сопротивление, повидимому, создается не самим слоем, разобщающим соприкасающиеся поверхности, а сужением линий тока, которое возникает потому, что и у хорошо пришлифованных соприкасающихся поверхностей в соприкосновении все же находятся только



Фиг. 217. Переходное напряжение в функции плотности тока.

1 — покой, постоянный ток; 2 — движение, постоянный ток; 3 — движение, переменный ток; a — направление тока от металла к углю; b — направление тока от угля к металлу.

немногие их точки. По мере увеличения произведения нажима на поверхность контакта соприкасающиеся поверхности увеличиваются, так что переходное сопротивление и переходное напряжение уменьшаются [Л 91].

При относительном движении между щеткой и скользящим телом отчасти изменяется кривая переходного сопротивления. Переходное напряжение при равенстве прочих условий больше при малых плотностях тока и меньше при больших плотностях тока, чем при относительном покое между соприкасающимися поверхностями (ср. кривые *1* и *2* на фиг. 217). Кривая переходного напряжения в зависимости от плотности тока при относительном движении между соприкасающимися поверхностями имеет значительно больший наклон в сторону оси абсцисс, так что при больших плотностях тока переходное напряжение уже мало возрастает вместе с плотностью тока и, следовательно, переходное сопротивление почти обратно пропорционально ей. Кроме того, здесь уже возникает влияние полярности, иными словами переходное напряжение становится зависимым от направления тока (ср. кривые *2a* и *2b* на фиг. 217). Обычно переходное напряжение при направлении тока от металла к углю больше, чем при обратном направлении, но иной раз наблюдалась и обратная зависимость или перемена полярности при возрастании плотности тока или температуры. Изменение зависимостей переходного сопротивления обнаруживается уже при небольших, на глаз почти незаметных, скоростях между щеткой и скользящим телом.

Такой характер переходного сопротивления при движении объясняется вероятно тем, что в месте соприкосновения от щетки отрываются частицы и, катясь или скользя, движутся между соприкасающимися поверхностями. Частицы эти образуют мост для перехода тока от щетки на скользящее тело. При небольших плотностях тока переходное сопротивление при движении больше, чем при покое, потому что токонесущие частицы отделились от щетки. Но по этой же причине частицы при бо́льших плотностях тока нагреваются сильнее, вследствие чего они размягчаются и расширяются. Оба влияния быстро уменьшают переходное сопротивление, а поэтому кривая переходного напряжения, как функции от плотности тока, наклоняется в большей мере к оси абсцисс, чем при соотносительном покое поверхностей скольжения.

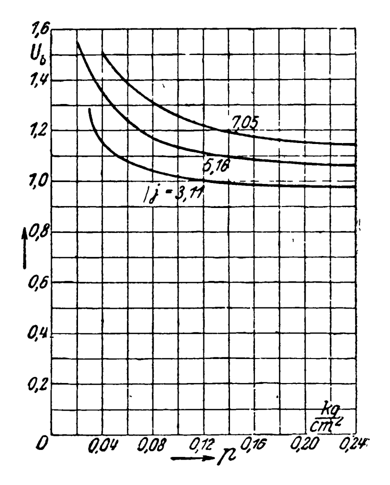
В л и я н и е п о л я р н о с т и можно объяснить тем, что мосты между поверхностями скольжения подобны вольтовым дугам. Такие дуги могут создаваться на соприкасающихся поверхностях уже при переходном напряжении около 2,5V [Л 91]. При относительно больших длинах дуги для ее поддержания требуется более высокое напряжение, когда ток направлен от угля к металлу, чем при обратном его направлении. При очень же малых длинах дуг — а именно таковы дуги между соприкасающимися поверхностями скользящего тела и щетки — полярность изменяется, так что дуга расходует большее напряжение при направлении тока металл — уголь, чем при направлении уголь — металл. Правда, переходное напряжение в большинстве случаев значительно меньше, чем 2,5V; но весьма вероятно, что при тех очень высоких температурах, которые

достигаются между поверхностями скольжения, мосты эти близки по своим свойствам к вольтовой дуге. При очень малых плотностях тока ($j \leqslant 0{,}016$ A/cm²) влияния полярности не наблюдалось и при движении [Л 91]. Тут мосты, вероятно, нагревались столь незначительно, что они имели свойства твердых проводников.

Уменьшение переходного сопротивления с увеличением плотности тока, в конечном счете, можно, повидимому, просто объяснить повышением температуры частичек щетки на поверхности скольжения. При испытаниях с неизменной температурой скользящего тела [Л 90, стр. 295] тоже, правда, обнаружилось уменьшение переходного сопротивления с увеличением плотности тока, но в меньшей степени, нежели в том случае, когда температура скользящего тела не поддерживалась постоянной посредством особых мероприятий. Вследствие плохой теплопроводности материала щеток по сравнению с материалом скользящего тела (у меди теплопроводность приблизительно в 100 раз больше, чем у угля) частицы угля в переходном слое не принимают температуры скользящего тела, так что и при неизменной температуре этого тела уменьшение переходного сопротивления с увеличением плотности тока можно было бы объяснить возрастанием температуры. Эти предположения подтверждаются также испытаниями с переменным током, согласно которым мгновенные значения переходного напряжения, как функции мгновенных значений плотности тока, в значительно большей мере приближаются к прямолинейному характеру изменения. Кривые *3a* и *3b* на фиг. 217 изображают соотносительные мгновенные значения переходного напряжения и плотности тока при эффективной плотности тока 4,35 A/cm². Здесь температура угольных частиц при достаточной частоте (превышающей 30 пер/сек) колеблется незначительно около средней величины, зависящей от эффективного значения плотности тока. **При том же эффективном значении переходное напряжение при переменном токе почти таково же, как при постоянном.** Более подробные исследования изменения переходного напряжения во времени при переменном токе показали, что при усилении токе переходное напряжение изменяется иначе, чем при ослаблении тока, так что мгновенные значения в зависимости от тока образуют узкую петлю на протяжении каждого полупериода (Л 92). Объяснить это явление одним только влиянием температуры уже невозможно, так как восходящая ветвь расположена над убывающей только при направлении тока от скользящего тела к щетке. Это явление привело к уподоблению переходного слоя вольтовой дуге.

С увеличением нажима переходное сопротивление, а с ним и переходное напряжение, убывают и при соотносительном движении между щеткой и скользящим телом, сначала быстро, затем медленнее, как это показывают кривые на фиг. 218. Количество оторвавшихся угольных частиц, образующих мост между соприкасающимися поверхностями, увеличивается по мере увеличения нажима. При больших нажимах количество частиц столь велико, что возрастание нажима уже не влечет за собою значительного увеличения параллельно включенных угольных частиц, так что переходное сопротивление уже не уменьшается.

От скорости переходное напряжение почти не зависит. Увеличение тепловых потерь на трение и сопряженное с ним повышение температуры скользящего тела тоже оказывают незначительное влияние на переходное напряжение, потому что температура токонесущих угольных частиц в переходном слое гораздо выше, чем температура скользящего тела. Иначе обстоит дело, разумеется, в том случае, когда шероховатость поверхности скользящего тела вызывает дрожание щеток. При определенной скорости может тогда возникнуть резонанс между собственными колебаниями щеток и вынужденными колебаниями; уголь тогда приподнимается над поверхностью скольжения, и ток проходит лишь через небольшие вольтовые дуги, причем переходное напряжение может увеличиться во много раз и вызвать сильное искрение щеток.



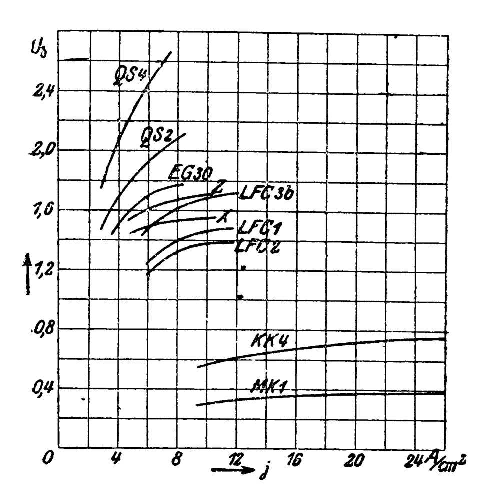
Фиг. 218. Убывание переходного напряжения с увеличением нажима при различных плотностях тока.

Химическая консистенция поверхности тоже оказывает влияние на переходное напряжение. Слой окисла, образующийся в работе на поверхности скользящего тела, увеличивает переходное напряжение. Этот слой окисла, вероятно, образуется в силу электролитических процессов. Когда ток имеет направление металл — уголь, то поверхность скольжения кольца принимает темно-бурую окраску, при обратном направлении тока—светло-бурую.

Наибольшее влияние на переходное напряжение оказывает, разумеется, материал щетки. Медные щетки, обычно изготовляемые из металлической ткани, имеют значительно меньшее переходное сопротивление, чем угольные, а эти последние имеют тем большее переходное сопротивление, чем тверже уголь, так как за одно с твердостью увеличивается и удельное сопротивление (см. таблицу 8). Для сокращения потерь на трение и уменьшения износа контактного кольца или коллектора медные щетки иногда состоят из тонких пластин с прокладками из графита. Отделяющиеся в работе частицы графита движутся тогда между поверхностями скольжения, так что у такой металлической щетки переходное сопротивление почти таково же, как у щетки угольной. Чтобы переходное сопротивление было невелико при небольшом коэфициенте трения, применяются иногда медно-угольные или бронзо-угольные щетки, сделанные из смеси мелких медного или бронзового и угольного порошков.

При выборе материала для щеток надо иметь в виду, что у коллекторных машин для уменьшения искрения щеток переходное сопротивление, а значит и переходное напряжение, должны быть по возможности велики; ибо чем больше переходное сопротивление, тем слабее токи, индуктированные в замкнутой щетками на-коротко якорной катушке. Но чем больше переходное сопротивление, тем

больше приходящиеся на единицу поверхности контакта между щеткой и скользящим телом тепловые потери, равные произведению из переходного напряжения на плотность тока. Они уменьшают—особенно при низких напряжениях на зажимах — коэфициент полезного действия машины. Вследствие происходящего при этом повышения температуры угольных частиц материал угольных щеток разрыхляется, так что щетки быстро изнашиваются. Поэтому при увеличении переходного сопротивления приходится обычно уменьшать (среднюю) плотность тока на площади контакта щеток. Но чем меньше плотность тока, тем бо̀льшая нужна площадь контакта щеток, следовательно тем больше становится коллектор. При этом потери на трение увеличиваются не только вследствие увеличения числа потребных щеток, но и потому, что коэфициент трения возрастает вместе с твердостью угля. Таким образом, при щетках с повышенным переходным сопротивлением коэфициент полезного действия ухудшается и вследствие потерь на трение. Вот почему обычно для машин с низким напряжением на зажимах и благоприятными условиями коммутации тока применяются щетки с небольшим переходным сопротивлением, а чем выше напряжение на зажимах, чем хуже условия коммутации, тем большее переходное сопротивление должны иметь щетки. Кроме того, при значительных окружных скоростях следует отдавать предпочтение щеткам, имеющим небольшой коэфициент трения; таковы мягкие угли, содержащие графит.



Фиг. 219. Сумма U_b переходных напряжений двух последовательно соединенных щеток таблицы 8.

В таблице 8 для практически наиболее важных сортов щеток приведены удельное сопротивление материала щеток, допустимая при продолжительной работе плотность тока, приблизительно получающаяся при этой плотности тока сумма U_b переходных напряжений обеих щеток (положительной и отрицательной) и нажим. При этом в виде примера для угольных, а также для бронзо- и медно-угольных щеток взяты изделия фирмы Carbone A. G. Такие же щетки изготовляются другими фабриками. Приведенные в таблице данные действительны для работающих без искрения коллекторных машин; при переменном токе значения плотности тока и переходного напряжения надлежит понимать как эффективные. При искрении щеток переходное напряжение может значительно повыситься. При кратковременной работе и контактных кольцах с гладкой поверхностью можно превосходить указанные в таблице значения плотности тока приблизительно на 50%. При контактных кольцах можно подставлять указанное в таблице значение переходного напряжения, при коллекторах — 1,2-кратное значение [P 27].

Теряемая в щетках мощность на джоулевы потери определяется произведением $U_b I$ переходного напряжения U_b обеих щеток на ток коллектора или контактного кольца I. В среднем при угольных щетках, с некоторой надбавкой для надежности, $U_b \approx 2$ V, так что джоулевы потери в щетках составляют около $2I$ Watt. Не указанная в таблице разность между переходными напряжениями при направлениях тока металл — уголь и уголь — металл обычно сказывается в том, что те щетки, из которых ток выходит, более склонны к искрению, чем другие; разность эта обычно не очень велика (фиг. 217). Фиг. 219 дает для щеток фирмы Carbone A. G. сумму U_b переходных напряжений обеих щеток при коллекторах в зависимости от плотности тока, согласно исследованиям этой фирмы.

В последнем столбце таблицы 8 указана область применения различных сортов щеток. Когда щетки подвержены сильным сотрясениям, как, например, у тяговых двигателей, то рекомендуется приблизительно удваивать нажим.

L. Джоулевы потери в обмотках.

1. Джоулевы потери.

Мощность, теряемая на джоулев эффект в обмотке или, при многофазных обмотках, в одной фазе обмотки с омическим сопротивлением R при эффективном токе I, равна

$$Q_{Wg} = RI^2, \tag{318}$$

если ток распределен равномерно по сечениям всех проводников обмотки, то-есть если в обмотке не индуктируются вихревые токи ни под влиянием собственных, ни под влиянием внешних полей. Омическое сопротивлени R обмотки или фазы обмотки мы находим по формуле

$$R = \frac{\rho l w}{cq}. \tag{319 a}$$

Здесь ρ означает удельное сопротивление, l — среднюю длину одного витка, w — число последовательно соединенных в одной фазе витков, c — число параллельных ветвей обмотки и q — сечение проводника в одной ветви обмотки.

Для якорных обмоток постоянного тока удобнее пользоваться формулой

$$R = \frac{\rho l_m z}{(2a)^2 q}, \tag{319 b}$$

где $l_m = \frac{l}{2}$ означает среднюю длину одного проводника, $2a = c$ — число параллельных якорных ветвей, $z = 2cw = 4aw$ — общее число якорных проводников и q — сечение одного якорного проводника. В уравн. (319 a и b) мы получаем сопротивление в Ω, выразив либо ρ в Ωcm, l и l_m в cm и q в cm², либо, как это принято в технических расчетах, ρ в Ω mm²/m, l и l_m в m и q в mm².

Удельное сопротивление ρ зависит от температуры и с практически достаточной точностью равно при температуре t° C

$$\rho_t = \rho_{20}[1 + \alpha(t - 20)], \qquad (319c)$$

где ρ_{20} означает удельное сопротивление при 20° C и α — так называемый температурный коэфициент. По нормам для меди V. D. E. [Л. 93] ρ_{20} для проводниковой меди (удельный вес $s \approx 8{,}89$ kg/dm³) не должно превосходить 0,01784 Ω mm²/m; тогда надлежит считать $\alpha = 3{,}81 \cdot 10^{-3}\,{}^\circ C^{-1}$. Для „образцовой“ проводниковой меди $\rho_{20} = 0{,}01724$, $\alpha = 3{,}93 \cdot 10^{-3}$, $s = 8{,}89$. Для алюминия $\rho_{20} = 0{,}031$, $\alpha = 3{,}7 \cdot 10^{-3}$, $s = 2{,}70$ [Р 28].

Когда ток в обмотке изменяется во времени, то он уже не распределяется равномерно по сечению проводника; вследствие этого джоулевы потери в обмотке увеличиваются. Учесть это обстоятельство, если в обмотке не индуктируются вихревые токи под воздействием внешних полей, мы можем, написав для джоулевых потерь

$$Q_W = R_e I^2, \qquad (320)$$

где R_e—истинное сопротивление обмотки, при неизменной температуре проводника, неизменной частоте и неизменной форме кривой тока,—не зависит от эффективного значения I.

Тогда отношение между джоулевыми потерями при переменном и при постоянном токе равно отношению между соответственными сопротивлениями,

$$k = \frac{Q_W}{Q_{Wg}} = \frac{R_e}{R}, \qquad (321)$$

которое мы будем в дальнейшем называть просто отношением сопротивлений.

Если магнитные поля, возбуждаемые проходящим по обмотке током I, индуктируют и в соседних металлических частях, вне обмотки, вихревые токи, то порождаемая этими вихревыми токами теплота при неизменных частоте и форме кривой тока пропорциональна квадрату эффективного значения тока I и учесть ее мы можем, введя соответственное активное сопротивление R_W всей обмотки, определяемое уравнением

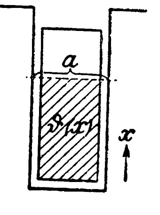
$$Q_W = R_w I^2. \qquad (322)$$

Вообще $R < R_e < R_w$. Добавочные джоулевы потери в соседних металлических частях можно устранить с помощью достаточно больших расстояний между головками обмоток и всеми металлическими частями. Тогда $R_w \approx R_e$.

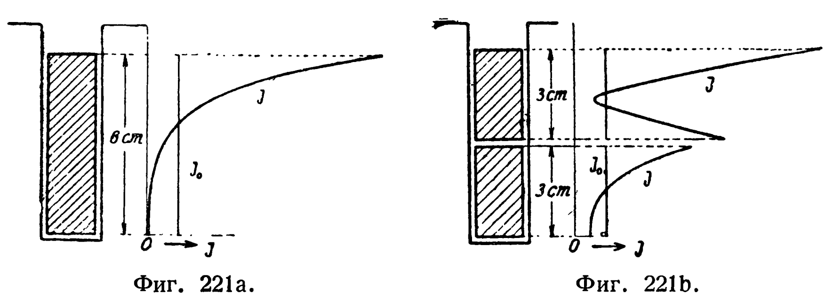
2. Отношение сопротивлений у заложенных во впадины частей обмотки при синусоидальном переменном токе.

Обтекаемая током якорная обмотка возбуждает во впадинах поперечное поле, величина которого на расстоянии x от основания впадины определяется отношением между полным током впадины $\vartheta(x)$ от основания ее до места x и шириною впадины α

в месте x (фиг. 220), поскольку мы пренебрегаем магнитным напряжением на пути через зубцы и тело якоря. Это напряжение обычно ничтожно мало по сравнению с магнитным напряжением на пути поперек впадины. Поперечное поле впадины в месте x впадины изменяется во времени как полный ток ϑ (x). Вследствие изменения поперечного поля впадины в проводнике индуктируются вихревые токи. Интеграл этих токов по сечению проводника равен нулю; но они вызывают неравномерное распределение главного тока, проходящего по проводникам обмотки. При обмотках с одним только слоем проводников ток оттесняется к расположенному с открытой стороны впадины краю проводника, как это представлено на фиг. 221 для медного проводника высотою 6 cm при частоте переменного тока 50 пер/сек; это так называемое одностороннее вытеснение тока. При достаточной высоте проводника нижние части его освобождаются от тока и поля. У обмоток с несколькими слоями проводников верхнне слои проводников находятся в поперечном поле впадины, порожденном не только полным током этих слоев, но и полным током слоев, расположен-



Фиг. 220.



Фиг. 221a. Фиг. 221b.

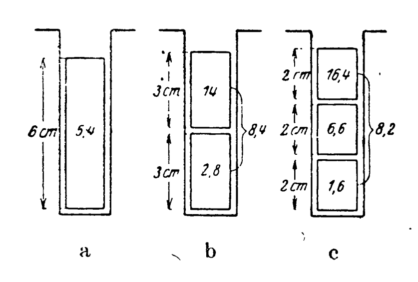
Эффективное значение J плотности тока вдоль высоты проводника при однослойной (a) и двухслойной (b) медной обмотке; $f = 50$ Hz, $\varsigma = 0{,}02$ Ω mm²/m, $\alpha = 0{,}89$ cm¹. J_0 плотность тока при равномерном распределении по сечению проводника.

ных под ними. Часть поперечного поля впадины, возбуждаемая нижними слоями проводников в рассматриваемом верхнем слое, зависит только от общего тока нижних слоев, будучи независима от вихревых токов в них. Поэтому ток отчасти оттесняется также к расположенному со стороны основания впадины краю проводника, как это на фиг. 221b представлено для двухслойной обмотки с медными проводниками высотою по 3 cm. Таким образом, мы имеем в верхних слоях проводников двухстороннее вытеснение тока.

На фиг. 221 a и b даны эффективные значения плотности тока. Так как фаза плотности тока в отдельных волокнах проводника различна, то интеграл эффективной плотности тока по сечению проводника больше тока, проходящего по проводнику; поэтому среднее значение эффективной плотности тока J на фиг. 221 a и b превышает плотность тока J_0 при равномерном его распределении.

Еще больше, разумеется, разность между средними квадратичными значениями плотности тока по сечению проводника, которые пропорциональны джоулевым потерям.

Для обмоток на фиг. 221 a и b получаются указанные на сечениях проводников фиг. 222 a и b отношения сопротивлений отдельных слоев. Для сравнения на фиг. 222c указано еще отношение сопротивлений у трехслойной обмотки с той же общей высотою проводников во впадине. Мы видим из этих примеров, как велики могут быть потери от токов Фуко при массивных проводниках и тех глубинах впадин, какие нужны у больших машин для их использования. Джоулевы потери заложенных во впадины частей обмотки тут особенно велики при двухслойной обмотке и превышают в 8,4 раза джоулевы потери от постоянного тока. Еще больше отношение тех и других потерь (отношение сопротивлений) в самом верхнем слое проводников; при трехслойной обмотке в самом верхнем слое джоулевы потери от переменного тока превышают в 16,4 раза джоулевы потери от постоянного тока. При еще большем числе слоев отношение сопротивлений при той же общей высоте проводников быстро падает [Л 98, стр. 101].



Фиг. 222. Отношение сопротивлений у отдельных слоев (надписано на сечениях проводников) и среднее отношение сопротивлений всей впадины при одно-, двух- и трехслойных медных обмотках, 50 Hz (ср. фиг. 221 a и b).

Способ вычисления отношения сопротивлений указал Фильд (Field) [Л. 94 и 94a] еще в 1905 году, и он же показал, что при нерационально спроектированных обмотках потери от вихревых токов могут быть при переменном токе во много раз превышать джоулевы потери от постоянного тока. Детально разработанной теорией вытеснения тока в обмотках, уложенных во впадины, мы обязаны Эмде (Emde) [Л 95—97]. Согласно исследованиям Эмде отношение сопротивлений у слоя проводников прямоугольного сечения, лежащих в совершенно открытых или полузакрытых впадинах с параллельными стенками, равно

Фиг. 223. К уравн. 323.

$$k_{Np} = \varphi(\xi) + \frac{I_u (I_u + I_p)}{I_p^2} \psi(\xi). \qquad (323)$$

Здесь (ср. фиг. 223) I_p означает общий ток рассматриваемого (p-ого) слоя проводников, а I_u — общий ток, предполагаемый совпадающим по фазе с током I_p, между этим слоем проводников и основанием впадины. Далее Эмде дал формулы

$$\varphi(\xi) = \xi \frac{\operatorname{sh} 2\xi + \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi - \cos 2\xi}, \qquad \psi(\xi) = 2\xi \frac{\operatorname{sh} \xi - \sin \xi}{\operatorname{ch} \xi + \cos \xi}. \qquad (323 \text{ a и b})$$

Здесь не имеющая размерности величина, так называемая „приведенная высота проводника"

$$\xi = \alpha h, \tag{323 c}$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{nb}{a}\frac{\pi \Pi_0 f}{\rho}}; \tag{323 d}$$

n означает число лежащих рядом в рассматриваемом слое проводников, b — их ширину и h — их высоту (ср. фиг. 225). Написав

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{nb}{a} \cdot \frac{f}{\rho\, 10^5}}\, \frac{1}{\mathrm{cm}}, \tag{323 e}$$

мы должны подставлять f в пер/сек, ρ — в $\Omega\ \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$ и a и b — в одинаковых единицах. Для медных проводников с $nb = a$ (изоляцией пренебрегаем) и $f = 50$ пер/сек получается $\alpha \approx 1\ \mathrm{cm}^{-1}$, так что величина ξ приблизительно равна выраженной в cm высоте проводника.

Для $0 \leqslant \xi \leqslant 1{,}0$ можно приближенно принимать:

$$\varphi(\xi) = 1 + \frac{4}{45}\xi^4 \quad \text{и} \quad \psi(\xi) = \frac{1}{3}\xi^4 \tag{324 a и b}$$

и для $\xi > 2$

$$\varphi(\xi) = \xi \quad \text{и} \quad \psi(\xi) = 2\xi. \tag{325 a и b}$$

Для $1 < \xi < 2$ функции φ и ψ можно брать из фиг. 224.

Умножив уравн. (323) на квадрат тока I_p в рассматриваемом слое проводников и на омическое сопротивление R, которое получается при параллельном соединении n проводников, лежащих рядом в слое, мы получаем джоулевы потери в слое проводников

$$Q_W = R\left[I_p^2\varphi(\xi) + I_u^2\psi(\xi) + I_p I_u \psi(\xi)\right]. \tag{326}$$

Эти джоулевы потери слагаются из трех частей. Первая часть, $I_p^2\varphi(\xi)$, представляет собою джоулевы потери при отсутствии тока во впадине под рассматриваемым слоем проводников ($I_u = 0$). Вторая часть, $I_u^2\psi(\xi)$, представляет собою джоулевы потери при протекании общего тока I_u во впадине только под этим слоем, между тем как в нем самом ток равен нулю ($I_p = 0$). Третья часть, $I_p I_u \psi(\xi)$, только тогда не равна нулю, когда ток протекает и в рассматриваемом слое и в расположенных под ним проводниках.

Теперь мы можем придать уравн. (323) более общий вид для того случая, когда I_p и I_u сдвинуты между собою по фазе Вместо третьего члена в уравн. (326) нужно тогда, как это можно показать на основании исследований Эмде [Л 97,] подставить $I_p I_u \cos\gamma\psi(\xi)$, где γ означает фазовый угол между полными токами I_p и I_u. Мы получаем тогда

$$k_{Np} = \varphi(\xi) + \frac{I_u^2 + I_p I_u \cos\gamma}{I_p^2}\psi(\xi). \tag{327}$$

По этому уравнению можно, например, вычислять отношение сопротивлений у трехфазно питаемой якорной обмотки постоян-

ного тока. У такой обмотки с **одним** витком в каждой катушке, то есть с $m=2$ слоями проводников во впадине и одним проводником в каждом слое, имеем для нижнего слоя ($I_u = 0$)

$$k_{N_1} = \varphi(\xi) \tag{328 a}$$

и для верхнего слоя ($I_u = I_p$, $\cos\gamma = 0{,}5$)

$$k_{N_2} = \varphi(\xi) + 1{,}5\,\psi(\xi). \tag{328 b}$$

В большинстве случаев на практике **по всем проводникам проходит одинаковый ток**. Тогда для отношения сопротивлений в p-ом слое впадины получается (фиг. 225):

$$k_{Np} = \varphi(\xi) + (p^2 - p)\,\psi(\xi) \tag{329 a}$$

или по уравн. (324 a и b), при $0 \leqslant \xi < 1{,}0$

$$k_{Np} = 1 + \frac{p(p-1) + 0{,}27}{3}\,\xi^4. \tag{329 b}$$

Найдя среднее значение k_{Np} по всем слоям проводников, мы получаем (среднее) отношение сопротивлений у заложенных во впадины частей обмотки равным

$$k_N = \varphi(\xi) + \frac{m^2 - 1}{3}\,\psi(\xi) \tag{330 a}$$

или по уравн. (324 a и b), при $0 \leqslant \xi \leqslant 1{,}0$

$$k_N = 1 + \frac{m^2 - 0{,}2}{9}\,\xi^4, \tag{330 b}$$

где m означает число расположенных друг над другом слоев проводников.

При **круглом** сечении проводников потери от вихревых токов составляют всего лишь 0,59 потерь, имеющих место при прямоугольных проводниках, как это получается, если для вычисления ξ в уравн. (323 c, d и e) приравнять $h = b = d$, диаметру проволоки [Л 100, стр. 16]. Для области $0 \leqslant \xi < 1$, которая практически только и встречается, уравн. (329 b и 330 b) принимают вид

$$k_{Np} = 1 + \frac{p(p-1) + 0{,}27}{5{,}08}\,\xi^4, \tag{331}$$

$$k_N = 1 + \frac{m^2 - 0{,}2}{15{,}25}\,\xi^4. \tag{332}$$

Каждая обмотка переменного тока имеет при определенной, **критической высоте** проводника наименьшее истинное сопротивление, так что при превышении этой высоты проводника, несмотря на увеличение его сечения, джоулевы потери в обмотке увеличиваются [Л 98 и 99]. Омическое сопротивление обратно пропорционально высоте проводника, то-есть при равенстве прочих условий ($\alpha = \text{const}$) обратно пропорционально ξ; поэтому истинное сопротивление пропорционально $\frac{k}{\xi}$. При многослойных обмотках и прямоугольных сечениях проводников мы получаем по

уравн. (329 b) при $p = m$ величину ξ_{0m}, которая соответствует критической высоте проводника h_{0m} в верхнем (m-ом) слое, равною

$$\xi_{0m} = \alpha h_{0m} = \frac{1}{\sqrt[4]{m^2 - m + 0{,}27}} \tag{333 a}$$

или

$$\xi_{0m} \approx \frac{1}{\sqrt{m}}. \tag{333 b}$$

Для (среднего) отношения сопротивлений у всей заложенной во впадины части обмотки получается по уравн. (330 b), когда проводники во всех слоях обмотки имеют одинаковую высоту,

$$\xi_0 = \alpha h_0 = \sqrt[4]{\frac{3}{m^2 - 0{,}2}} \tag{334 a}$$

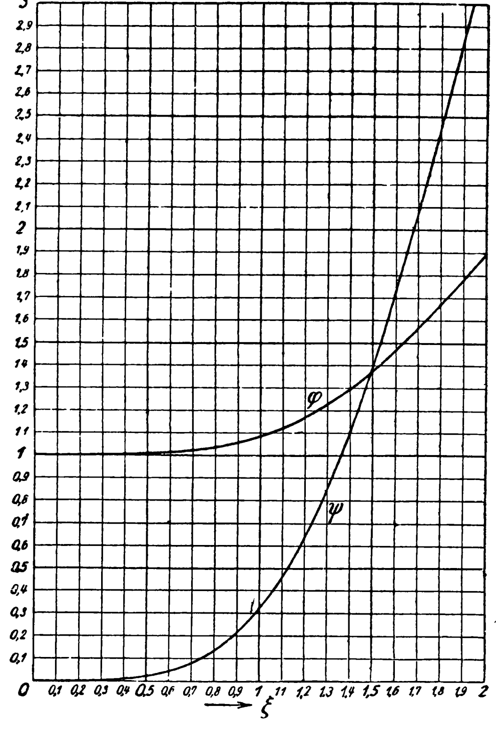
или

$$\xi_0 \approx \frac{1{,}32}{\sqrt{m}}. \tag{334 b}$$

При $m = 1$ приближенное уравнение (330b) недостаточно точно для определения критической высоты проводника; эта последняя определяется по уравн. (330 а) как $\xi_0 \approx 1{,}5$.

С помощью критического значения ξ_0 [по уравн. (334 b)] мы получаем среднее отношение сопротивлений у всей заложенной во впадины части многослойной обмотки равным

$$k_{N0} \approx 1{,}33. \tag{335}$$

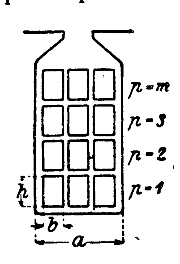


Фиг. 224. Функции $\varphi(\xi)$ и $\psi(\xi)$, уравн. (323а и b).

То же отношение сопротивлений получается и для верхнего слоя при помощи ξ_0 по уравн. (333 b). Для одностержневых обмоток с $\xi_0 = 1{,}5$ получается $k_{\bar{N}0} \approx 1{,}37$. При правильно спроектированных обмотках переменного тока потери от вихревых токов составляют, следовательно, не больше 33% джоулевых потерь от постоянного тока, и, превосходя критическую высоту проводника, мы тем самым принимаем на себя ответственность за расточительность в количестве обмоточного металла.

Если бы для крупных машин переменного тока проектировать обмотки с небольшим числом слоев проводников во впадине (по высоте), то при одном, двух и трех слоях (ср. фиг. 222 а—с) и 50 пер/сек., получались бы высоты проводников равные только

1,5, 0,9 и 0,7 cm $\left(\text{если положить } \frac{nb}{a} = 0{,}8\right)$, так что у больших машин нельзя было бы использовать допустимые с других точек зрения глубины впадин. Применение больших плотностей тока, имеющее следствием небольшую глубину впадин, требует, между тем, как мы видели в отделе Е 3, соответственного увеличения размеров якоря. Поэтому приходится у крупных машин с обмотками, имеющими по высоте немного слоев, подразделять проводники на параллельно соединенные отдельные проводники. Но простое подразделение проводника еще не влечет за собою значительного уменьшения добавочных джоулевых потерь. Все параллельно соединенные отдельные проводники должны сцепляться с одним и тем же потоком, чтобы между ними не проходили вихревые токи. Обыкновенный многопроволочный проводник (литца) этому требованию не удовлетворяет, потому что наружные и внутренние волокна сцепляются с различными по величине потоками впадины. Относительно проектирования обмотки с подразделенными проводниками [Л 101] мы отсылаем читателя к труду автора „Якорные обмотки" [Л 28, стр. 258—272], где подробно указана и литература по этому вопросу. Когда все отдельные проводники обтекаются одинаковым током, то получается отношение сопротивлений по уравн. (329 b и 330 b), поскольку мы подставляем для p и m число слоев **отдельных** проводников во впадине по высоте и для h в уравн. (323 c) высоту **отдельного** проводника.



Фиг. 225. К уравн. (323 b—d), (329) и (330).

3. Отношение сопротивлений у лобовых соединений и у всей обмотки.

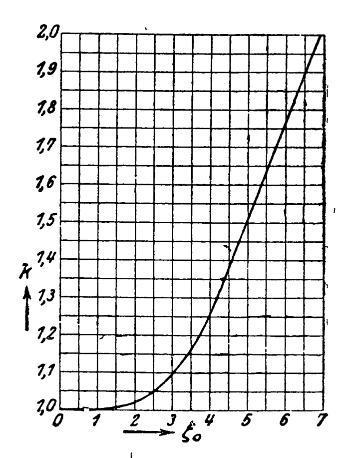
В той части обмотки, которая расположена вне впадины, ток при обычно применяемой частоте 50 пер/сек распределяется в большинстве случаев довольно равномерно по сечению проводника. Но у больших машин с большими сечениями проводников и головок обмотки отношение сопротивлений у расположенных вне впадины частей обмотки может при нерационально спроектированных обмотках стать недопустимо большим. Обычно бывает достаточно задаться приближенно этим отношением сопротивлений. Отношение сопротивлений у находящегося в воздухе **отдельного проводника с круглым сечением** и диаметром d зависит, согласно исследованиям Вильяма Томсона (W. Thomson) [Л 102] от не имеющей размерности величины

$$\xi_0 = d\sqrt{\frac{\pi \Pi f}{\rho}}, \tag{336 a}$$

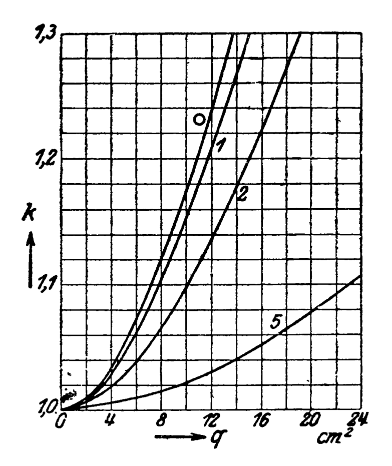
которая получается из уравн. (206 a) в связи с уравн. (206 b), если положить $\Delta = d$. Написав

$$\xi_0 = 2\pi d\sqrt{\frac{\mu}{10^5}\frac{f}{\rho}}, \tag{336 b}$$

мы должны подставлять d в cm, f в пер/сек и ρ в Ω mm²/m. Если проводник состоит из немагнитного металла, то $\Pi = \Pi_0$ или $\mu = 1$; уравн. (336 a) и (336 b) вытекают тогда также из уравн. (323 c—e), если положить $h = d$ и $\frac{nb}{d} = 1$. Отношение сопротивлений предста-



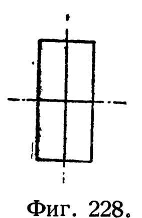
Фиг. 226. Отношение сопротивлений у проводника круглого сечения в свободном воздушном пространстве, в функции от ξ_0 [уравн. (336b)] или при медных проводниках, также в функции от диаметра $d = \xi_0$ cm.



Фиг. 227. Отношение сопротивлений у медного проводника в свободном воздушном пространстве, в функции от сечения проводника.

o круглое сечение, 1 — квадратное, 2 и 5 прямоугольное с отношениями сторон 2 и 5.

влено на фиг. 226 в зависимости от ξ_0. Для медных проводников при частоте переменного тока 50 пер/сек ξ_0 приблизительно равно величине d в cm. Поэтому фиг. 226 выражает также отношение сопротивлений k_0 в зависимости от диаметра проводника, выраженного в cm. В отношении проводников прямоугольного сечения имеются теоретические исследования Эдвардса (Edwards) [Л 103] и Пресса (Press) [Л 104]. В основе этих исследований лежит то, не вполне правильное, допущение, что линия, ограничивающая сечение проводника, совпадает с линией индукции. Для медных проводников на фиг. 227 представлено вычисленное по формулам Пресса отношение сопротивлений при отношении сторон сечения проводника (1, 2 и 5) в зависимости от этого сечения $q = hb$. В целях сравнения на той же фигуре представлено также отношение сопротивлений для круглых сечений проводника (кривая o).

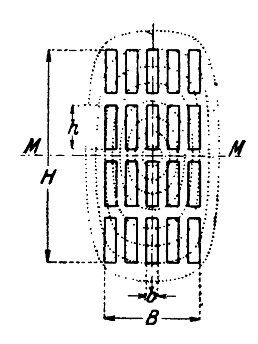


Фиг. 228.

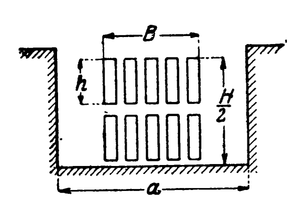
При прямоугольном сечении проводника каждая нить вихревого тока замыкается в пределах одной из тех четвертей, на которые обе средние плоскости рассекают все сечение проводника (фиг. 228); поэтому мы можем, ни мало не повлияв на прохождение вихревых токов, разрезать проводник по обеим средним плоскостям. Вот почему кривые фиг. 227 правильны также при последователь-

ном соединении двух или четырех медных проводников, из которых каждые два расположены рядом, поскольку через q обозначается общее сечение всех проводников. Изолирующие прокладки между отдельными проводниками уменьшают отношение сопротивлений.

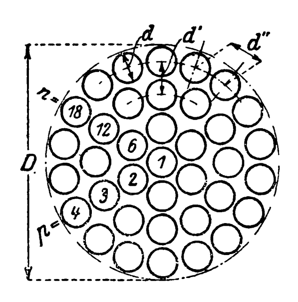
Очень часто пучок проводников и при прямоугольном сечении проводника составляется из превышающего 4 числа отдельных проводников, соединенных последовательно и обтекаемых общим током. Чтобы приближенно определить отношение сопротив-



Фиг. 229a. Пучек проводников в свободном воздушном пространстве, m = 4.



Фиг. 229b. Размещение верхней половины пучка проводников, представленного на фиг. 229a, во впадине, для приближенного вычисления отношения сопротивлений.



Фиг. 230. Обозначения для пучка проводников, состоящего из круглых проволок.

лений у такого пучка проводников, допустим по предложению Поля (Pohl) [Л 105], что все силовые линии проходят параллельно к средним плоскостям $M—M$ на фиг. 229a, то-есть нормально к сторонам h проводников, и будем считать поле на расстоянии x от средней плоскости $M—M$ пропорциональным полному току между средней плоскостью $M—M$ и проходящей от нее на расстоянии x параллельной плоскостью. Тогда отношение сопротивлений можно свести к отношению сопротивлений у впадины с половинным числом слоев (фиг. 229b).

Если бы мы при этом считали ширину впадины $a = B$ (ср. фиг. 229a), то получили бы, очевидно, слишком большое отношение сопротивлений. Чтобы учесть отклонение предположенного поля от истинного, мы можем положить $a > B$. Согласно опытам Поля, относящимся, впрочем, только к имеющему один слой проводников пучку ($m = 1$), можно считать

$$a \approx B + 1{,}2\,H. \tag{337}$$

Отношение сопротивлений у пучка проводников можно тогда при последовательном соединении всех m слоев проводников вычислить по уравн. (330a или b), если ввести $\frac{m}{2}$ вместо m и вычислить ξ по уравн. (323c и e), приняв во внимание уравн. (337). Тогда получается при $\xi \leqslant 1$

$$k_s = 1 + \frac{m^2 - 0{,}8}{36}\,\xi^4. \tag{338}$$

Это уравнение в первую очередь справедливо только при четном числе слоев проводников; но, как это можно показать на основании уравн. (330 a и 323 a и b), оно справедливо также для $m=1$ и $\xi \leqslant 2$ с очень большим приближением для других нечетных чисел слоев проводников, когда $\xi \leqslant 1$.

Если пучок проводников катушечной головки состоит из круглых проволок, которые все соединены последовательно и обтекаются общим током, и если мы еще допустим, что эти проводники расположены, как в многожильном кабеле, концентрично около среднего проводника (ср. фиг. 230), то отношение сопротивлений можно вывести из уравн. (323). Если при этих условиях, как это всегда бывает на практике, диаметр одного проводника так мал, что отношение сопротивлений отдельного проводника в открытом воздушном пространстве можно считать равным 1, то-есть $\varphi(\xi) \approx 1$, при медных проводниках $d \leqslant 1$ cm (ср. фиг. 226), то мы можем вычислить отношение сопротивлений для p-ого слоя пучка проводников согласно фиг. 230 по уравнению

$$k_S = 1 + 0{,}59 \frac{I_u (I_u + I_p)}{I_p^2} \psi(\xi), \tag{339}$$

где I_p означает полный ток данного слоя проводников, а I_u полный ток всех остальных проводников, объемлемых данным слоем.

Величина $\psi(\xi)$ определяется из уравн. (323 b) или (324 b); для вычисления ξ следует согласно уравн. (323 c и e) положить

$$h = d \quad \text{и} \quad \frac{nb}{a} = \frac{nd}{nd''} = 0{,}96 \frac{d}{d'} \tag{340}$$

(ср. фиг. 230). Коэфициент 0,59 в уравн. (339) учитывает круглую форму сечения проводников [Л 100, стр. 16].

При $p \geqslant 2$ число лежащих рядом на окружности в p-ом слое проводников равно

$$n = 6(p-1). \tag{341 a}$$

Число расположенных под ними проводников равно

$$z_u = 3(p-1)(p-2) + 1. \tag{341 b}$$

Таким образом, если все проводники обтекаются общим током (последовательное соединение проводников), то мы получаем для первого слоя проводников $k_{S_1} = 1$ и для остальных слоев

$$k_{S_p} = 1 + 0{,}59 \frac{1 + 3(p-1)(p-2)}{6(p-1)} \cdot \frac{1 + 3p(p-1)}{6(p-1)} \psi(\xi) \tag{342 a}$$

или

при $\xi \leqslant 1$

$$k_{S_p} \approx 1 + \frac{7 + 9p(p-2)}{183} \xi^4. \tag{342 b}$$

Это последнее уравнение точно при $p=2$; при $p=3$ величина $k_{S_p} - 1$ преувеличена на 2%; при бо́льших значениях p погрешность постепенно уменьшается.

Находя среднее значение для всех проводников пучка, число которых равно при m слоях

$$z = 3m(m-1)+1), \tag{343 a}$$

мы получаем

$$k_S \approx 1 + \frac{3m(m-1)-2}{122}\xi^4 = 1 + \frac{z-3}{122}\xi^4. \tag{343}$$

При $m=2$ величина k_S по этому уравнению получается точно; при большем количестве слоев величина $k_S - 1$ преувеличена максимально на 1%.

Если z велико по сравнению с 3, то получается

$$k_S \approx 1 + \frac{z}{122}\xi^4 \tag{344}$$

или для медных проводников при частоте переменного тока 50 пер/сек

$$k_S \approx 1 + \frac{z}{132}\left(\frac{d}{d'}\right)^2 d^4, \tag{344 a}$$

где диаметр должен быть подставлен в cm. Если еще ввести отношение сечения меди к общему сечению пучка проводников (включая изоляцию)

$$\varepsilon = z\frac{d^2}{D^2}, \tag{345}$$

то для медных проводников можно также написать

$$k_S \approx 1 + \frac{\varepsilon D^2}{132}\left(\frac{d}{d'}\right)^2 d^2 = 1 + \frac{\varepsilon^2 D^4}{132}\left(\frac{d}{d'}\right)^2 \frac{1}{z}. \tag{344 b}$$

При том же общем диаметре пучка проводников D потери от вихревых токов возрастают пропорционально квадрату диаметра отдельных проводников или обратно пропорционально числу проводников.

Отношение сопротивлений у всей обмотки слагается из отношений сопротивлений k_N у заложенных во впадины частей обмотки и k_S у находящихся вне впадин частей обмотки, по уравнению

$$k = \frac{k_N l + k_S l_S}{l + l_S} = \frac{k_N + k_S\lambda}{1+\lambda}, \tag{346}$$

где l означает длину якоря, l_S — среднюю длину одной обмоточной головки и

$$\lambda = \frac{l_S}{l}. \tag{346 a}$$

В большинстве случаев $k_S = 1$; тогда получается

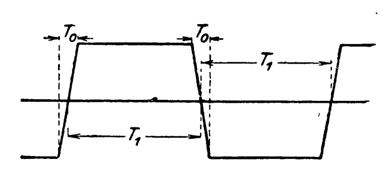
$$k = \frac{k_N + \lambda}{1+\lambda} \tag{347 a}$$

или, если $\xi \leqslant 1$, при прямоугольных сечениях проводников [уравн. (330 b)]

$$k = 1 + \frac{m^2 - 0{,}2}{9(1+\lambda)}\xi^4. \tag{347 b}$$

4. Отношение сопротивлений у якорных обмоток постоянного тока.

Проводники якорной обмотки у коллекторной машины постоянного тока тоже обтекаются при вращении якоря переменным током, потому что в те моменты, когда щетки замыкают катушку накоротко, ток в короткозамкнутой катушке меняет свой знак и сохраняет его до нового короткого замыкания катушки, после чего коммутируется снова. Потери от вихревых токов, происходящие при этом в одном слое проводников, определяются изменением во времени общего тока в этом слое и током в ниже расположенных проводниках. Период T_0 коммутации общего тока такого слоя равен у обмоток с $u = 1$ тому интервалу времени, на протяжении которого некоторая точка на окружности коллектора передвигается на ширину щетки b, а у обмоток с $u > 1$ тому интервалу времени, на протяжении которого некоторая точка на окружности коллектора описывает путь $b + (u - 1)t_K$, где t_K означает коллекторное деление. Половина времени периода тока T_1 равна тому времени, на протяжении которого точка на окружности коллектора передвигается на одно полюсное деление τ_K (фиг. 231). Следовательно, имеем



Фиг. 231. Ток в якорном проводнике обмотки постоянного тока с коллектором, в функции от времени. Ср. уравн. (348).

$$\frac{T}{T_1} = \frac{b + (u - 1)\,t_K}{\tau_K}\,. \tag{348}$$

Если ток в каждом слое проводников за время T_0 изменяется прямолинейно, как это предположено на фиг. 231, то кривая тока каждого слоя проводников имеет форму трапеции. Но вообще ток на протяжении времени T_0 в той или иной степени отклоняется от прямолинейного характера, при $u > 1$ — даже в случае прямолинейной коммутации тока в каждом проводнике. Основная частота равна во всех случаях

$$f_1 = np, \tag{349}$$

где n означает число оборотов машины и p — число пар полюсов.

Разложив кривую тока на ее гармоники, мы можем вычислить по уравнениям отдела 2 отношение сопротивлений для каждой гармоники. Если обозначить через k_ν отношение сопротивлений для ν-ой гармоники, то потери от вихревых токов, ею обусловленные, равны

$$Q'_{W\nu} = (k_\nu - 1)\,RI_\nu^2\,, \tag{350 a}$$

и общие потери от вихревых токов равны

$$Q'_W = R\sum_{\nu=1}^{\infty}(k_\nu - 1)\,I_\nu^2\,, \tag{350 b}$$

а отношение сопротивлений для результирующего тока I

$$k = \frac{RI^2 + R\sum(k_\nu - 1)\, I_\nu^2}{RI^2} = 1 + \sum(k_\nu - 1)\left(\frac{I_\nu}{I}\right)^2. \qquad (350)$$

При диаметральной обмотке токи в двух противулежащих слоях обмотки всегда совпадают по фазе; в этом случае при прямоугольных сечениях проводников можно вычислить значения k_ν по уравн. (329 и 330). При хордовых обмотках токи в нижнем и верхнем слое сдвинуты между собою по фазе, так что, строго говоря, нам надо было бы для вычисления значения k_ν возвратиться к уравн. (327); но косинус фазового угла заметно отклоняется от 1 только для высших гармонических. Поэтому мы совершаем не слишком большую ошибку, считая совпадающими по фазе токи в нижнем и верхнем слоях при практически нас интересующих хордовых обмотках. Верхнее предельное значение для отношения сопротивления обмотки получается при диаметральных обмотках и бесконечно быстрой коммутации. Для этого случая, согласно выводам Дрейфуса (Dreyfus) [Л 106], имеем при прямоугольных сечениях проводников отношение сопротивлений у одного проводника p-ого слоя впадины (ср. фиг. 225)

$$k_\infty = 1 + \frac{4}{3\pi}(3p^2 - 3p + 1)\xi^2, \qquad (351\,a)$$

(среднее) отношение сопротивлений у заложенной во впадины части обмотки с m слоями проводников

$$k_\infty = 1 + \frac{4}{3\pi} m^2\xi^2 \qquad (351\,b)$$

и отношение сопротивлений у всей обмотки

$$k_\infty = 1 + \frac{4}{3\pi}\frac{m^2\xi^2}{1+\lambda}, \qquad (351c)$$

где ξ введено по уравн. (323 с и е) с основной частотой по уравн. (349), причем мы пренебрегаем потерями от вихревых токов в частях обмотки, расположенных вне впадины. Величина λ означает, как и при обмотках переменного тока, отношение между длинами проводников вне впадины и внутри впадины [ср. уравн. (346 а)]. В предельном случае бесконечно быстрой коммутации отношение сопротивлений при той же общей высоте проводников $\left(mh = \frac{m\xi}{a} = \text{const}\right)$ не зависит от числа слоев m.

То обстоятельство, что период коммутации имеет конечную величину, мы учитываем посредством коэфициента F [Л107] и умножаем на потери от вихревых токов при бесконечно быстрой коммутации, пропорциональные величине $k_\infty - 1$. Тогда мы получаем для отношения сопротивлений у всей обмотки при прямоугольных сечениях проводников

$$k = 1 + \frac{4}{3\pi} F \frac{m^2\xi^2}{1+\lambda}. \qquad (352)$$

Для диаметральных обмоток и в предположении прямолинейного изменения тока в одном слое проводников за время T_0 мы можем при $m \geqslant 2$ положить [Л 101, стр. 38]:

$$F = \frac{0{,}116}{0{,}13 + \sigma},$$

где

$$\sigma = \frac{T_0}{T_1} \frac{1}{\xi^2} = \frac{b + (u-1)\, t_K}{\tau_K} \frac{1}{\xi^2}. \qquad (352\,\text{a и b})$$

Обычно σ[1] лежит в пределах между 0,065 и 0,25. Для этой области получается [Л 107, стр. 302, и Л 108, стр. 50]

$$F \approx \frac{0{,}165}{\sqrt{\sigma}}, \qquad (353\,\text{a})$$

и мы можем написать

при $m \geqslant 2$ и $0{,}065 < \sigma < 0{,}25$

$$\underline{k = 1 + \frac{0{,}07}{1+\lambda} \sqrt{\frac{\tau_K}{b + (u-1)\, t_K}} \cdot m^2 \xi^3.} \qquad (353)$$

Таким образом, в поправочном коэфициенте F содержится влияние числа слоев проводников [ср. уравн. (352 а и b)]. Имеем $\xi = \alpha h$; но α не зависит от h, а потому h при той же общей высоте проводников mh обратно пропорционально числу слоев m. В уравн. (353) имеем $m^2 \xi^3 = \frac{(\alpha m h)^3}{m}$, следовательно потери от вихревых токов при $m \geqslant 2$ и $0{,}065 < \sigma < 0{,}25$ обратно пропорциональны числу слоев m.

У применяемых в некоторых случаях однослойных обмоток получаются по уравн. (352 а) и (353) значения, преувеличенные в среднем приблизительно на 20%. У хордовых обмоток отношение сопротивлений несколько меньше, чем у диаметральных; при практически встречающихся сокращении или увеличении ширины катушки уменьшение отношения сопротивления столь мало, что особо считаться с ним нет надобности [Л 107, стр. 301].

Критическую высоту h_0 проводника, при превышении которой джоулевы потери в обмотке возрастают, несмотря на увеличение сечения проводника, мы получаем, диференцируя $\frac{k}{\xi}$ по ξ и приравнивая производную нулю. По уравн. (353) для области $0{,}0625 < \sigma < 0{,}25$ имеем

$$h_0 \approx \frac{1{,}9 \sqrt[3]{1+\lambda}}{\alpha m^{\frac{2}{3}}} \sqrt[6]{\frac{b + (u-1)\, t_K}{\tau_K}}. \qquad (354\,\text{a})$$

При критической высоте проводников h_0 отношение сопротивлений у всей обмотки равно

$$k_0 \approx 1{,}5.$$

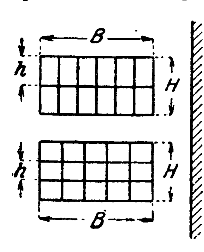
---

[1] В [Л 101, 107 и 108] $\gamma = \frac{\pi^3}{2} \sigma$.

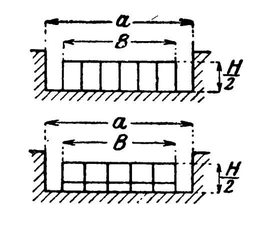
5. Отношение сопротивлений у трансформаторных обмоток.

Вычисление отношения сопротивлений у трансформаторных обмоток мы можем свести к вычислению отношений сопротивлений у заложенной во впадины обмотки [Л 98, стр. 113], подобно тому, как мы делали для случая лобовых соединений в отделе 3. При этом мы должны провести различие между дисковыми и цилиндрическими обмотками.

а) Дисковые обмотки. На фиг. 232 а представлена в разрезе одна катушка первичной и одна катушка вторичной обмотки. Такие пары катушек расположены друг над другом в осевом направлении, в более или менее большом количестве (ср. фиг. 88). Воздушный зазор между каждыми двумя катушками всегда невелик по сравнению с радиальной глубиною катушки B. Поэтому линии рассеяния главным образом проходят радиально, то-есть параллельно к средней плоскости катушки. В средней плоскости катушки радиальная составляющая индукции равна нулю и возрастает в пределах сечения обмотки приблизительно пропорционально расстоянию от средней плоскости. Чтобы потери от вихревых токов в таких трансформаторных катушках свести к потерям в обмотке, заложенной во впадины, нам надо представить себе часть катушки, которую делит пополам средняя плоскость, уложенной во впадину таким образом, что средняя плоскость лежит у основания впадины (ср. фиг. 232 b). Тогда уравн. (330 b) и (332) мы можем непосредственно применить и к первичной или вторичной обмотке трансформатора с дисковой обмоткой, заменив m через $\frac{m}{2}$. Таким образом, по уравн. (330 b) отношение сопротивлений равно при прямоугольных сечениях проводников, когда $\xi \leqslant 1$ при $m \geqslant 2$ или $\xi \leqslant 2$ при $m = 1$,



Фиг. 232 а. Пара катушек дисковой обмотки в поперечном сечении. Верхняя катушка $m = 2$, $n = 6$. Нижняя катушка $m = 3$, $n = 5$.



Фиг. 232 b. Размещение половин катушки во впадинах для вычисления отношения сопротивлений.

$$k_{\square} = 1 + \frac{m^2 - 0{,}8}{36} \xi^4 \tag{355}$$

или по уравн. (332) при круглых проводниках

$$k_{\bigcirc} = 1 + \frac{m^2 - 0{,}8}{61} \xi^4. \tag{356}$$

Здесь m означает число расположенных друг над другом (в осевом направлении) проводников в катушке. Если затем вычислить ξ по уравн. (323 с и е), положив $a = B$, причем для n надо подставить число радиально расположенных рядом проводников (ср. фиг. 232 а), то отношение сопротивлений получается несколько преуве-

личенное, так как мы не учли удлинения пути линий рассеяния на боковых кромках (размер H). Приближенно можно считать

$$a \approx B + 0{,}6\,H. \tag{357}$$

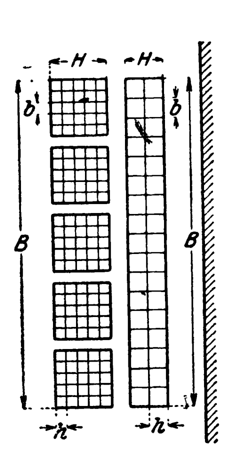
b) Цилиндрическая обмотка. При цилиндрической обмотке линии рассеяния главным образом проходят в осевом направлении. Если, как это бывает обычно, каждая из обеих обмоток, первичная и вторичная, образуют только один цилиндр (233 a), то аксиальная индукция на наружном крае наружной обмотки и на внутреннем крае внутренней обмотки приблизительно равна нулю. Аксиальная индукция возрастает в сечении катушки приблизительно пропорционально расстоянию от наружного края катушки у наружной обмотки, от внутреннего края катушки у внутренней обмотки. Чтобы свести отношение сопротивлений у такой цилиндрической обмотки к отношению сопротивлений у обмотки, заложенной во впадины, нам нужно, следовательно, представлять себе трансформаторные обмотки уложенными во впадины таким образом, как это показано на фиг. 233 b. Тогда мы получаем при прямоугольных сечениях проводников по уравн. (330 b)

при $\xi \leqslant 1$

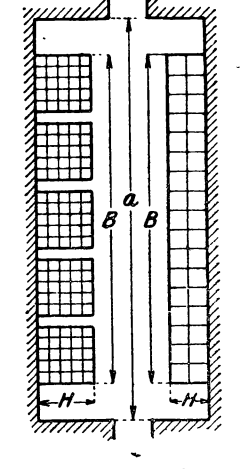
$$k_{\square} = 1 + \frac{m^2 - 0{,}2}{9}\,\xi^4, \tag{358}$$

а при круглых проводниках по уравн. (332)

$$k_{\bigcirc} = 1 + \frac{m^2 - 0{,}2}{15{,}25}\,\xi^4. \tag{359}$$



Фиг. 233 a. Цилиндрическая обмотка в поперечном сечении. Внешняя катушка $m = 5$, $n = 25$. Внутренняя катушка $m = 2$, $n = 17$.



Фиг. 233 b. Размещение обмоток во впадинах для вычисления отношения сопротивлений.

Вычисление ξ по уравн. (323 c и e) при $a = B$ [для n нужно подставить число аксиально расположенных друг над другом проводников (ср. фиг. 233 a)] снова приводит к несколько преувеличенному отношению сопротивлений. Здесь мы приближенно считаем

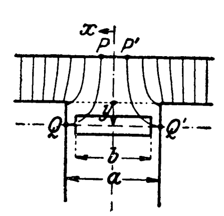
$$a \approx B + 2H, \tag{360}$$

где для H, как на фиг. 233 b, можно подставить среднее для первичной и вторичной обмоток значение.

Когда одна из обеих обмоток (например первичная) подразделена на два концентрических цилиндра, из которых один обхватывает другую обмотку (например вторичную), а другой расположен внутри этой другой обмотки, то для такой цилиндрической обмотки приближенно справедливо уравн. (355) или (356) для дисковой обмотки с обозначениями по фиг. 233 a.

6. Потери от вихревых токов, обусловленные главным полем впадины.

Кроме поля рассеяния впадины, возбуждаемого самою якорной обмоткой электрической машины, главное поле, проникающее в пространство впадины, тоже индуктирует в обмотке вихревые токи. Но между тем как токи, индуктируемые полем рассеяния впадины, пропорциональны якорному току, вихревые токи, индуктируемые главным полем, имеются в наличии и при холостом ходе (нулевом якорном токе) и изменяются в относительно малой степени при нагрузке машины; эти токи нельзя поэтому учесть постоянным по существу коэфициентом, умножая на него омическое или истинное сопротивление якорной обмотки. В основу вычисления общих потерь от вихревых токов надо было бы, в сущности, положить результирующие вихревые токи, но так как их определение затруднительно, то мы приблизительно определим потери на вихревые токи, обусловленные отдельными частями одного только главного поля, и исследуем, от каких величин они главным образом зависят. Затем, в подъотделе d мы еще обсудим, как по отдельным частям потерь на вихревые токи приблизительно определять результирующие потери на эти токи.



Фиг. 234. Плоский проводник вблизи отверстия впадины. Для пояснения уравн. (361 а) и (361).

a) Бесконечно большая проницаемость зубцов. Даже когда проницаемость в зубцах бесконечно велика, пространство впадины не свободно от поля. Линии индукции переходят в якорь не только через головки зубцов, но отчасти и через стенки впадин (ср. фиг. 171 а и b). Рассмотрим плоский проводник совершенно открытой впадины, средняя плоскость которого пересекает стенки впадины в точках Q и Q' на расстоянии y от поверхности головок зубцов (фиг. 234). Индукционные линии, входящие в этих точках, выходят в точках P и P' поверхности полюсного наконечника на расстоянии x от средней плоскости впадины. Следовательно, проходящий через среднюю плоскость проводника поток равен потоку, выходящему из поверхности полюсного наконечника между P и P'. Если допустить, что ширина проводника b не на много меньше ширины впадины a, то средняя нормальная составляющая индукции вдоль средней плоскости проводника равна

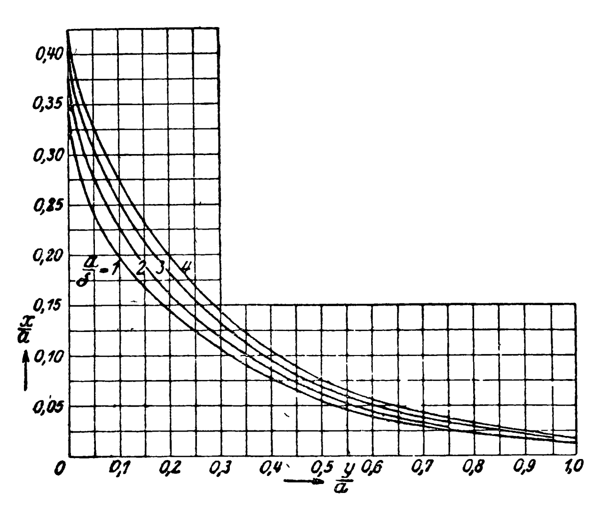
$$\bar{B} = \frac{\overline{PP'} B_{PP'}}{a} = \frac{2x}{a} B_{PP'}, \qquad (361a)$$

где $B_{PP'}$ означает среднюю индукцию на участке полюсного наконечника $\overline{PP'} = 2x$. Этот участок по мере удаления средней плоскости $Q - Q'$ проводника от поверхности головок зубцов быстро сокращается, и определить его можно по уравнениям поля в пространстве впадины [Л 59, уравн. (213 а)]. Вычисленное по этому способу расстояние x точки P от средней плоскости впадины изображено на фиг. 235 в зависимости от расстояния y средней плоско-

сти проводника от поверхности головок зубцов в единицах ширины впадины a для отношений $\frac{a}{\delta} = 1, 2, 3$ и 4 при бесконечной глубине впадины (δ ширина воздушного зазора). В большинстве практических случаев средняя плоскость верхнего проводника впадины находится от поверхности головок зубцов на большем расстоянии $\left(\text{приблизительно } y \geqslant \frac{1}{2}\, a\right)$ Тогда x столь мало, что мы можем считать $B_{PP'} = B_{\min}$ (ср. фиг. 173) и получаем по уравн. (232) и (236)

$$\overline{B} \approx \frac{(1-2\beta)\,2x}{a} k_C B_L, \qquad (361)$$

где B_L означает амплитуду индукции у кривой поля, β можно взять из таблицы 5 или фиг. 174, а k_C означает коэфициент Картера.



Фиг. 235. Соответствующие друг другу точки линий индукции, исходящих из поверхности полюсного наконечника (P) и входящих в стенку впадины (Q) при различных $\frac{a}{\delta} = \frac{\text{ширина впадины}}{\text{длина возд. промежутка}}$; ср. фиг. 234.

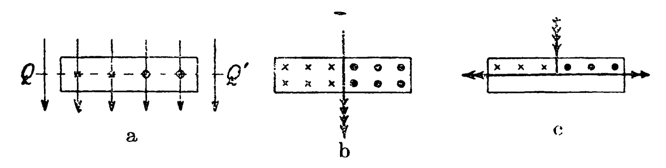
Если бы линии индукции в пространстве впадины были направлены нормально к средней плоскости проводника $Q - Q'$ и поле было однородно (ср. фиг. 236 a), то мы могли бы, пренебрегая реакцией вихревых токов, вычислить джоулевы потери по уравн. (202). Но нормальная составляющая индукции по середине проводника значительно больше, чем по его сторонам. От этого потери на вихревые токи при той же средней индукции вдоль ширины проводника становятся больше. В том теоретическом предельном случае, когда поток индукции сквозь плоскость $Q - Q'$ сосредоточен по середине проводника (ср. фиг. 236 b), так что $Bb'|_{\lim b' \to 0} = \overline{B}b$, потери от вихревых токов, как это легко видеть, увеличились бы втрое, что подтверждается вычислением на основании средней амплитуды индукции $\overline{B}$ по уравн. (202 a). При действительно получающемся распределении нормальной составляющей по ширине проводника мы можем приближенно считать, что потери от вихревых токов приблизительно вдвое превышают джоулевы потери по уравн. (202a). Однако тангенциальная составляющая индукции в проводнике не равна нулю. Если весь поток индукции входит в вертикальной средней плоскости проводника, а затем в плоскости $Q - Q'$ изгибается по направлению к боковым сторонам (фиг. 236 c), то мы получаем по закону индукции вдвое меньшие джоулевы потери, чем в случае фиг. 236 b. Но при плоских проводниках, которые мы здесь имеем в виду, поток, выходящий

из боковых сторон, составляет только небольшую часть проходящего сквозь плоскость $Q - Q'$ потока, так что с известным приближением, — вероятно, несколько преувеличивая, — мы получаем потери от вихревых токов в проводнике впадины вдвое бо́льшими, чем по уравн. (202 а), когда подставляем $\overline{B}$ по уравн. (361).

Пренебрегая реакцией вихревых токов, мы получаем удельные потери от них, приходящиеся на единицу объема проводника, равными

$$V_W \approx 2 \frac{4}{3\rho} (bf\xi_E \overline{B})^2, \qquad (362\text{ a})$$

где ξ_E означает коэфициент формы кривой ЭДС, которую индуктирует $\overline{B}$ в проводнике (ср. отделы F 2b и H 2).



Фиг. 236. Приближенное определение потерь на вихревые токи.

Чтобы удобнее было приближенно определить потери от вихревых токов, вычислим ту плотность тока J_0, которая бы породила то же количество теплоты, будучи распределена равномерно по сечению проводника ($\rho J_0^2 = V_W$). Для нее получается

$$J_0 \approx 2 \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{bf\xi_E \overline{B}}{\rho}. \qquad (362\text{ b})$$

Допустим, что средняя плоскость проводника находится на расстоянии $y = \frac{1}{2} a$ от поверхности головок зубцов; тогда по фиг. 235 $0{,}056 \leqslant \frac{x}{a} < 0{,}076$ при $1 \leqslant \frac{a}{\delta} \leqslant 4$. Подставив значения для β и практически встречающиеся средние значения для k_C, мы получаем

$$\overline{B}_{\frac{a}{2}} \approx 0{,}09\, B_L. \qquad (363)$$

При синусоидальной кривой поля имеем $\xi_E \approx \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$ и

$$V_W = \frac{\pi^2}{3\rho} (bf\overline{B})^2. \qquad (364)$$

Если еще считать для меди $\rho = 0{,}02\,\Omega\ \text{mm}^2/\text{m}$ и выразить b в cm, f в пер/сек и B_L в гауссах, то получается

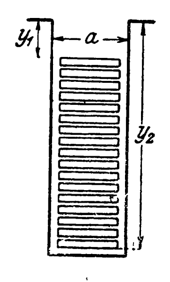
при $y = \frac{a}{2}$:

$$J_{0, \frac{a}{2}} \approx 9\, b \frac{f}{100} \frac{B_L}{10\,000}\ \text{A/mm}^2. \qquad (365)$$

Положив, например, $b=1$ cm, $f=50$ пер/сек и $B_L=8000$ гауссов, мы находим $J_{0,\frac{a}{2}}=3{,}2$ A/mm². Потери от вихревых токов, соответствующие этой плотности тока, возникают, однако, только в том слое проводников, средняя плоскость которого находится на расстоянии $\frac{1}{2}a$ от поверхности головок зубцов. При большем расстоянии потери от вихревых токов быстро убывают, как это явствует из фиг. 235.

Потери от вихревых токов, отнесенные к единице объема всего заложенного во впадину обмоточного металла, мы можем приблизительно определить по уравн. (362a) и (362b), введя вместо $\overline{B}$ квадратичное среднее значение

$$\widetilde{B}=\sqrt{\frac{1}{m}\sum_{p=1}^{m}\overline{B}_p^2} \tag{366 a}$$



Фиг. 237.
К уравн. (366 b) и (366′).

для всех лежащих друг над другом во впадине слоев проводников. При очень плоских отдельных проводниках, на которые принято подразделять проводники обмоток переменного тока у крупных машин, для уменьшения потерь на вихревые токи, обусловленных полем рассеяния впадины (ср. § 2, стр. 248), можно сумму в уравн. (366 a) заменить интегралом:

$$\widetilde{B}\approx\sqrt{\frac{1}{y_2-y_1}\int_{y_1}^{y_2}\overline{B}^2dy}\,, \tag{366 b}$$

где y_1 и y_2 имеют указанное на фиг. 237 значение. Для области $y_1 \geqslant 0{,}5\,a$, которая только и встречается практически, мы можем согласно фиг. 235 считать x обратно пропорциональным квадрату y и, приняв во внимание уравн. (363), написать

$$\overline{B}\approx 0{,}09\,\frac{a^2}{4y^2}\,B_L. \tag{366 c}$$

Тогда по уравн. (366 b) получается

$$\widetilde{B}\approx\frac{0{,}0225}{\sqrt{3}}\sqrt{\frac{\eta_2^3-\eta_1^3}{\eta_1^3\eta_2^3(\eta_2-\eta_1)}}\,B_L\approx\frac{0{,}013}{\sqrt{\eta_1^3(\eta_2-\eta_1)}}\,B_L, \tag{366}$$

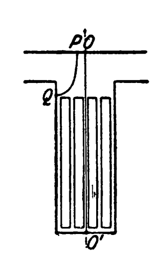
где для сокращения

$$\eta_1=\frac{y_1}{a}\quad\text{и}\quad\eta_2=\frac{y_2}{a}\,. \tag{366′}$$

При $\eta_1=0{,}5$ и $\eta_2=3$ (ср. фиг. 237) получается $\widetilde{B}\approx 0{,}0233\,B_L$, и плотность тока, которая бы породила такое же количество теплоты, как и вихревые токи, будь она распределена равномерно по сечению проводников, оказывается равной для рассмотренного выше примера ($b=1$, $f=50$, $B_L=8000$, $\xi_E=1{,}11$) $J_0\approx 0{,}84$ A/mm².

Таким образом, при бесконечно большой проницаемости в зубцах удельные потери от вихревых токов во всей впадине незначительны; в нашем примере они составляют всего лишь около $\left(\frac{0,84}{3,2}\right)^2 = 0,068$ удельных потерь от вихревых токов в верхнем проводнике. Но в этом проводнике потери от вихревых токов могут быть весьма значительны и нагревать его в недопустимой мере.

Когда во впадине расположены друг над другом и соединены последовательно несколько проводников, то джоулевы потери понижаются и в верхнем слое проводников. При полуоткрытых впадинах этими потерями можно принебрегать даже в том случае, когда ширина проводников отклоняется незначительно от ширины впадины. В отношении основной волны кривой поля о реакции токов Фуко обычно говорить не приходится, так как коэфициент реакции, вычисленный по уравн. (208а), (206а и с), — в уравн. (206а) надо поставить b вместо Δ, — весьма близок к единице, и реакция здесь сказывается в значительно более слабой форме, чем в простом случае бесконечно высокого листа (проводника), лежащем в основе уравн. (208а). Но для высших гармоник кривой поля реакция и здесь уже довольно значительна, так что потерями от вихревых токов, которые обусловлены высшими гармониками, можно пренебрегать, если амплитуды этих последних малы по сравнению с амплитудой основной волны, как это бывает обычно у машин переменного тока.



Фиг. 238. Поставленные на ребро проводники во впадине. Ср. фиг. 234.

Потери эти обычно не велики и в том случае, когда проводники поставлены во впадине на ребро. Поток сквозь среднюю плоскость проводника, параллельную к средней плоскости впадины, значительно меньше потока сквозь проводник, уложенный по ширине; он имеет наибольшее значение, когда проводник достигает основания впадины, и составляет тогда всего лишь половину потока сквозь уложенный по ширине проводник (ср. фиг. 238 с 234). Кроме того, индукция, начиная от верхней стороны проводника, быстро убывает по направлению к нижней, вследствие чего потери от вихревых токов значительно меньше, чем при равномерном распределении индукции.

b) Конечная проницаемость зубца; продольное поле впадины. При практически встречающихся индукциях в зубцах к индукции в пространстве впадины при бесконечно большой проницаемости еще присоединяется индукция, соответствующая радиальной составляющей напряженности поля в зубце, которая переходит плавно в пространство впадины и при внутренних якорях с параллельными стенками впадин уменьшается по направлению от основания впадины к ее открытой стороне (ср. фиг. 186). Эта индукция распределена довольно равномерно по ширине проводника, но даже при синусоидальной кривой поля содержит, вследствие сильной кривизны кривой намагничивания, значительные высшие гармоники, которые мы должны здесь принять во внимание. При $\xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$

мы получаем по уравн. (202а) возникающиее в единице объема проводника потери на вихревые токи равными

$$V_W = \frac{\pi^2}{6}\,\frac{b^2}{\rho}\sum_{\nu=1}^{\infty} k_{S\nu}\,(f_\nu B_{l\nu})^2. \tag{367a}$$

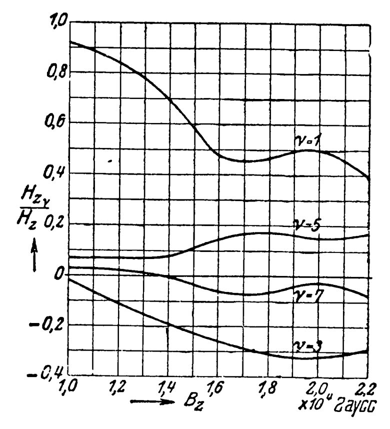
Здесь b означает ширину проводника, ρ — удельное сопротивление проводникового металла, $k_{S\nu}$ — коэфициент реакции для ν-ой гармоники продольного поля впадины,

$$f_\nu = \nu n p \text{ —} \tag{368a}$$

частоту ν-ой гармоники и

$$B_{l\nu} = \Pi_0 H_{Z\nu} \text{ —} \tag{368b}$$

амплитуду ν-ой гармоники индукции в пространстве той впадины, где находится рассматриваемый элемент проводника, причем $H_{Z\nu}$ означает амплитуду ν-ой гармоники напряженности поля в зубцах.



Фиг. 239. Отношение амплитуд $H_{Z\nu}$ отдельных гармоник напряженности поля порядков 1—7 к максимальному значению H_Z, в функции от амплитуды индукции B_Z, при синусоидальном изменении индукции в зубце.

Для представленной на фиг. 150 кривой намагничивания обыкновенного динамного железа мы получаем, в предположении, что индукция в зубцах, а с нею приближенно и кривая поля, изменяется синусоидально, изображенное на фиг. 239 отношение $\frac{H_{Z\nu}}{H_Z}$ в зависимости от наибольшего значения индукции в зубцах B_Z для порядковых чисел $\nu = 1$, 3, 5 и 7. Гармоники четного порядка не возникают; для более высоких порядковых чисел это отношение очень мало, а поэтому не изображено на фиг. 239.

Коэфициент реакции $k_{S\nu}$ надлежит вычислять по уравн. (208а), причем можно считать

$$\xi_\nu \approx b\sqrt{\frac{\pi \Pi_0 f_\nu}{\rho}}, \tag{368c}$$

когда стенки зубцов параллельны (так что $B_{l\nu}$ вдоль глубины не изменяется), общая высота проводников велика по сравнению с глубиною впадины и общая толщина изоляции между расположенными друг над другом проводниками впадины мала по сравнению с общей высотою металла проводников. Для практических случаев мы приближенно считаем при параллельных стенках зубцов

$$\xi_\nu \approx 0{,}9b\sqrt{\frac{\pi \Pi_0 f_\nu}{\rho}}. \tag{368d}$$

Плотность тока J_0, порождающая при равномерном распределении по сечению проводников то же количество теплоты ($\rho J_0^2 = V_W$), равна при медных проводниках ($\rho = 0{,}02\,\Omega$ mm²/m)

$$J_0 \approx 0{,}64 b \sqrt{\sum_\nu k_{S\nu} \left(\frac{f_\nu}{100} \frac{B_{l\nu}}{100}\right)^2} \text{ A/mm}^2, \qquad (367\text{b})$$

где b надлежит выражать в cm, f_ν в пер/сек и $B_{l\nu}$ в гауссах.

Таблица 9.

Коэфициенты реакции $k_{S\nu}$ и плотность тока J_0 (уравн. 367b) для обусловленных продольным полем впадины потерь на вихревые токи

ν	$k_{S\nu}$			$k_{S\nu}\left(\frac{f_\nu}{100}\frac{B_{l\nu}}{100}\right)^2$					
				$B_Z = 18\,000$			$B_Z = 20\,000$ гауссов		
	$b = 0{,}5$	$b = 1$	$b = 2$	$b = 0{,}5$	$b = 1$	$b = 2$	$b = 0{,}5$	$b = 1$	$b = 2$ cm
1	1,000	0,975	0,710	0,113	0,110	0,080	0,89	0,87	0,63
3	0,985	0,810	0,215	0,458	0,377	0,100	3,22	2,65	0,70
5	0,960	0,610	0,095	0,374	0,238	0,037	1,91	1,21	0,19
7	0,930	0,450	0,055	0,088	0,043	0,005	0,10	0,05	0,01
	$\sum k_{S\nu}\left(\frac{f_\nu}{100}\frac{B_{l\nu}}{100}\right)^2 =$			1,033	0,768	0,222	6,12	4,78	1,53
	$J_0 =$			0,325	0,560	0,602	0,792	1,40	1,59 $\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$

В таблице 9 приведены коэфициенты реакции $k_{S\nu}$, вычисленные для ширины проводника $b = 0{,}5$, и 1 и 2 cm и для 50 пер/сек. по уравн. (208a) при ξ_ν по уравн. (368d), отдельные члены подкоренного выражения в уравн. (367b) и суммы их для индукции в зубцах $B_Z = 18000$ и 20000 гауссов, а также плотности тока J_0. Эти последние для взятых здесь примеров лежат в пределах между 0,325 и 1,59 A/mm². Потери, обусловленные в обмотке продольным полем впадины $\Pi_0 H_Z$, составляют при параллельных стенках зубцов, в предположении, что нагрузочный ток создает плотность тока, равную, например, 3,5 A/mm², приблизительно от 1 до 20% от джоулевых потерь в обмотке при нагрузке.

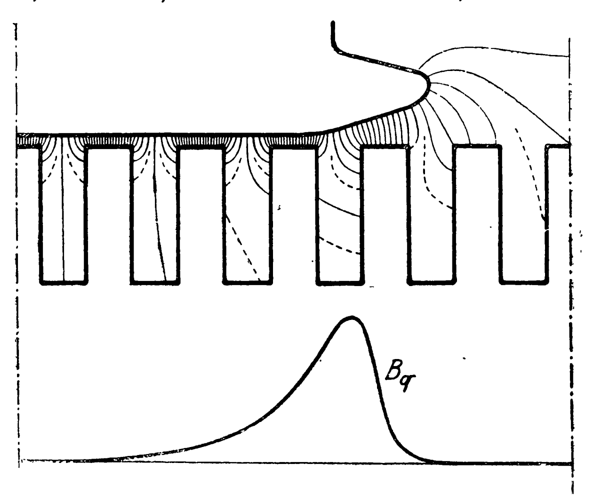
Из таблицы 9 мы видим, что подавляющую роль в образовании потерь на вихревые токи играет третья гармоника продольного поля. При широких проводниках реакция дает себя знать

в сильной степени. Вследствие этого увеличивается и индукция в зубцах при том же потоке полюсов, так что железные потери в зубцах несколько увеличиваются. При параллельных стенках зубцов уравн. (367a и b) действительны и для всего заложенного во впадину обмоточного металла. Чтобы они сохраняли силу и при непараллельных стенках зубцов для среднего по всем проводникам впадины значения, надо вместо $B_{l\nu}$ ввести квадратичное среднее значение

$$\widetilde{B}_{l\nu} = \sqrt{\frac{1}{(y_2 - y_1)} \int_{y_1}^{y_2} B_{l\nu}^2 \, dy} \qquad (369)$$

(ср. фиг. 237). Надо еще заметить, что при параллельных стенках зубцов коэфициент реакции, конечно, значительно меньше, чем по уравн. (368d).

c) Конечная проницаемость; поперечное поле впадины. На фиг. 240 представлена в основном картина поля между полюсным наконечником и поверхностью якоря у машины постоянного тока при холостом ходе. При этом допущено в виде примера, что воздушный зазор расширяется начиная от четвертой впадины, считая от середины полюса. Индукция в зубце, расположенном справа от этой впадины, меньше индукции в левом зубце. Так как зубцы под тою частью дуги, где ширина воздушного зазора не изменяется, обычно нагружены сильно в магнитном отношении, то радиальная составляющая напряженности поля в правом зубце значительно меньше, чем в левом. Между этими зубцами образуются поэтому поперечное поле впадины, несколько разгружающее левый зубец. Вследствие разгрузки этого зубца поперечное поле возникает и в третьей впадине, а также и в остальных впадинах под полюсным наконечником, но оно быстро убывает по направлению к середине полюса. Еще быстрее поперечное поле впадины убывает по направлению к междуполюсному пространству, так как разности между радиальными составляющими напряженности поля в смежных зубцах быстро уменьшаются вместе с индукцией зубца. В основном изменение поперечного поля впадины B_q представлено на фиг. 240 в зависимости от положения средней плоскости впадины для некоторой точки в пространстве впадины. Амплитуда этой



Фиг. 240. Распределение поля между полюсным наконечником и зубчатым якорем; изменение поперечного поля впадин B_q вдоль окружности якоря.

кривой поперечного поля впадины тем больше, чем более резко расширяется воздушный зазор, чем больше нагружены в магнитном отношении зубцы и чем меньше ширина впадины. Этими же влияниями главным образом определяется характер этой кривой. Когда якорь вращается с постоянной скоростью, поперечное поле впадины изменяется во впадине, так же как и эта кривая, и индуктирует в якорных проводниках вихревые токи, которые обусловливают потери, зависящие от величины отдельных гармоник кривой [Л109 и 110].

Потери на вихревые токи, отнесенные к единице объема проводника, заложенного во впадине, можно вычислять при параллельных стенках впадин и прямоугольных сечениях проводников по уравн. (367а), если вместо ширины проводника b подставить его высоту h и вместо индукции продольного поля ($B_{l\nu}$) индукцию поперечного поля ($B_{q\nu}$):

$$V_W = \frac{\pi^2}{6}\,\frac{h^2}{\rho}\sum_{\nu=1}^{\infty} k_{S\nu}\,(f_\nu B_{q\nu})^2, \tag{369a}$$

где коэфициент реакции $k_{S\nu}$ опять-таки надлежит вычислять по уравн. (208а), но при ξ по уравн. (323с) и (d) или (е).

Плотность тока J_0, обусловливающая при равномерном распределении по сечению проводника то же количество теплоты, что и вихревые токи, равна тогда при медных проводниках:

$$J_0 = 0{,}64\,h\sqrt{\sum_{\nu} k_{S\nu}\left(\frac{f_\nu}{100}\,\frac{B_{q\nu}}{100}\right)^2}\ \text{A/mm}^2, \tag{369b}$$

где f_ν выражена в пер/сек., $B_{q\nu}$ в гауссах и h в cm.

Вычисление кривой B_q весьма затруднительно. Дрейфус показал, как ее определять приближенно [Л109]. В отдельных случаях ее легко находить экспериментально посредством баллистических измерений при покоящемся якоре. Чтобы потери от вихревых токов, создаваемые поперечным полем впадины, исходящим от главного поля, были по возможности малы, насыщение зубцов не должно быть чрезмерно, и воздушный зазор между полюсным наконечником и якорем должен расширяться возможно более постепенно. Приведенная высота проводника ξ (уравн. 323с) уже из-за потерь на вихревые токи, создаваемые полем рассеяния впадины, не должна превышать допустимых значений. При значительной высоте проводников надо подразделять их, скручивать или скрещивать (ср. Отдел 2, стр. 248). По этому способу можно снижать не только поперечную составляющую поля рассеяния впадин, но и потери от вихревых токов, обусловленные поперечной составляющей главного поля впадины.

d) Приближенное определение результирующих джоулевых потерь. В подотделах a—c мы вычислили потери от вихревых токов индуктируемых отдельными полями, но общие джоулевы потери определяются результирующим полем. Поэтому мы еще по-

пытаемся здесь выяснить, как из отдельных джоулевых потерь составляются результирующие. Для этого рассмотрим три простых случая.

1. На равномерно распределенное по сечению проводника течение тока J_0 налагается симметричное относительно средней плоскости проводника течение вихревых токов J_1. С различных сторон и на равном расстоянии от средней плоскости проводника результирующие удельные джоулевы потери равны тогда

$$\left.\begin{aligned} V'_W &= \rho\left(J_0^2 + J_1^2 + 2J_0J_1\cos\gamma\right) \\ V''_W &= \rho\left(J_0^2 + J_1^2 - 2J_0J_1\cos\gamma\right), \end{aligned}\right\} \qquad (370a)$$

где γ означает фазовый угол между обеими плотностями J_0 и J_1 с одной стороны от средней плоскости. Среднее значение результирующих удельных джоулевых потерь равно

$$V_W = \frac{V'_W + V''_W}{2} = V_{W_0} + V_{W_1}, \qquad (370)$$

где $V_{W_0} = \rho J_0^2$ и $V_{W_1} = \rho J_1^2$ означают взятые порознь удельные джоулевы потери, создаваемые плотностями тока J_0 и J_1. Так как уравн. (370) выражает среднее значение удельных джоулевых потерь в двух элементах проводника, расположенных на равном расстоянии от его средней плоскости, то оно же справедливо для средних джоулевых потерь во всем проводнике в пределах впадины, поскольку величины V_W означают соответственные средние значения. Таким образом, в этом случае результирующие джоулевы потери оказываются алгебраической суммою отдельных джоулевых потерь.

2. Два вихревых течения с плотностями J_1 и J_2, расположенные симметрично относительно обеих нормальных друг к другу средних плоскостей проводника, налагаются друг на друга (так что магнитные оси обоих вихревых течений расположены крест на крест). Обе средние плоскости делят проводник на четыре части (квадранты). В каждых двух элементах проводника, являющихся зеркальными изображениями друг друга относительно обеих средних плоскостей (то-есть в диаметрально противоположных квадрантах), удельные джоулевы потери одинаковы и для обеих пар элементов четырех квадрантов и определяются уравнениями

$$\left.\begin{aligned} V'_W &= \rho\left(J_1^2 + J_2^2 + 2J_1J_2\cos\gamma\right) \\ V''_W &= \rho\left(J_1^2 + J_2^2 - 2J_1J_2\cos\gamma\right), \end{aligned}\right\} \qquad (371a)$$

где γ означает фазовый угол между плотностями тока J_1 и J_2 в одном из рассматриваемых элементов проводника. Тогда результирующие джоулевы потери, как и выше, равны сумме отдельных джоулевых потерь:

$$V_W = V_{W_1} + V_{W_2}. \qquad (371)$$

3. Два коаксиальных вихревых течения, симметричных относительно средней оси проводника, с плотностями J_1 и J_2 налагаются друг на друга. В этом случае результирующие удельные потери от вихревых токов равны

$$V_W = \rho\left(J_1^2 + J_2^2 + 2J_1J_2\cos\gamma\right) =$$

$$= V_{W_1} + V_{W_2} + 2\cos\gamma\sqrt{V_{W_1}\cdot V_{W_2}}. \qquad (372)$$

Тогда

для $\cos\gamma = 1$: $\quad V_W = V_{W_1} + V_{W_2} + 2\sqrt{V_{W_1}\cdot V_{W_2}}$, (372a)

для $\cos\gamma = 0$: $\quad V_W = V_{W_1} + V_{W_2}$, (372b)

для $\cos\gamma = -1$: $\quad V_W = V_{W_1} + V_{W_2} - 2\sqrt{V_{W_1}\cdot V_{W_2}}$. (372c)

Результирующие джоулевы потери зависят в этом случае от фазового угла γ между обоими течениями. Простое сложение джоулевых потерь допустимо здесь лишь в том случае, если $\gamma = 90°$.

Рассмотренные в отделах 6a и b джоулевы потери таковы же, как в этом последнем случае. Вихревые течения там почти совпадают по фазе, так что результирующие удельные потери от вихревых токов можно было бы вычислить для каждого элемента проводника по уравн. (372a). Но при этом надо иметь в виду, что в элементах проводника, расположенных близко к открытой стороне впадины, значительно преобладают джоулевы потери согласно § 6a, а в тех элементах, которые расположены на большем расстоянии от открытой стороны впадины, — джоулевы потери по § 6b. Поэтому, если V_{W_1} и V_{W_2} означают средние удельные джоулевы потери по всем проводникам впадины, то по уравн. (372a) получаются преувеличенные результирующие джоулевы потери. В действительности результирующие удельные джоулевы потери от вихревых токов V_W заключены в пределах

$$V_{W_1} + V_{W_2} < V_W < V_{W_1} + V_{W_2} + 2\sqrt{V_{W_1}\cdot V_{W_2}}. \qquad (373)$$

В грубом приближении можно обычно и здесь считать

$$V_W \approx V_{W_1} + V_{W_2}. \qquad (373a)$$

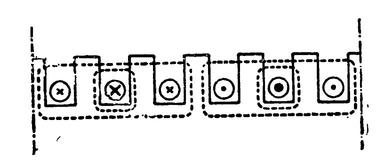
M. Индуктивности рассеяния.

ЭДС, индуктируемые полями рассеяния якорной обмотки в этой обмотке или в ее частях, оказывают большое влияние на свойства электрических машин; у машин переменного тока они определяют собою индуктивное падение напряжения, а у коллекторных машин ЭДС коммутации. В отношении большинства машин здесь в основном справедливы одни и те же соображения, а поэтому мы уже в настоящем отделе дадим основные формулы для вычисления индуктивностей, которыми определяются индуктируемые ЭДС, и соответственных реактивных сопротивлений, которые равны произведению из индуктивностей на $\omega = 2\pi f$. При этом мы разло-

жим общий поток рассеяния на три частичных потока: поперечный поток впадин, поток головок зубцов и поток лобового рассеяния, с тем, чтобы порознь вычислять соответствующие им индуктивности.

1. Рассеяние впадин

а) Однослойная обмотка. На фиг. 241 представлено в виде пунктирных линий фиктивное поле рассеяния, образующееся вдоль двойного полюсного деления, например у трехфазной обмотки с одной впадиной на полюс и фазу, когда ток в одной фазе обмотки имеет наибольшее значение. Если пренебречь магнитным напряжением вдоль железа, то поперечный поток одной впадины зависит только от полного тока ее и не испытывает на себе влияния со стороны полного тока остальных впадин. В этом легко убедиться, найдя магнитное напряжение обхода вдоль пути, проходящего в поперечном направлении сквозь пространство впадины (пунктир на фиг. 242а) и замыкающегося в железе через соседние зубцы. Если обозначить теоретическую магнитную проводимость одной впадины через G_N, то соответствующая поперечному потоку впадины самоиндуктивность катушки с s витками, равна по уравн. (41)



Фиг. 241. Фиктивное поле рассеяния трехфазной обмотки с одной впадиной на полюс и фазу, когда ток в одной фазе проходит через максимум.

$$L_{N_1} = s^2 2G_N. \quad (374a)$$

Фиг. 242 а—с.

a — обозначение размеров впадины, *b* — эквивалентный эскиз, *c* — поперечное поле для эквивалентного эскиза.

В одной фазе однослойной обмотки содержится pq катушек, которые во взаимном соединении образуют c параллельных ветвей. Поэтому самоиндуктивность фазы обмотки равна

$$L_N = pq\left(\frac{s}{c}\right)^2 2G_N, \quad (374b)$$

а соответственное реактивное сопротивление

$$X_N = 2\pi f L_N = 4\pi f pq\left(\frac{s}{c}\right)^2 G_N. \quad (374c)$$

Если ввести в это выражение число последовательно соединенных в одной фазе обмотки витков

$$w = \frac{pqs}{c}, \quad (375a)$$

то получается

$$X_N = \frac{4\pi f w^2}{p} \cdot \frac{G_N}{q}. \quad (375)$$

Реактивное сопротивление получается в омах, если G_N выразить в генри и f в $\sec^{-1}$.

Положим

$$G_N = \Pi l_i \lambda_N,$$

где λ_N означает не имеющее размерности число, которое, будучи умножено на длину якоря l_i и проницаемость Π в пространстве впадины, дает теоретическую магнитную проводимость впадины. Мы будем называть его „коэфициентом магнитной проводимости". Для обмоток из немагнитного материала $\Pi = \Pi_0 = 0{,}4\pi 10^{-8}$ H/cm. Если для практических целей написать

$$X_N = 0{,}158 \frac{f}{100} \left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p} \frac{\lambda_N}{q} \text{ ом}, \tag{376}$$

то в эту формулу надо подставить f в $\sec^{-1}$, l_i в cm и для λ_N — величину, которую мы вычислим ниже.

Теоретическую магнитную проводимость G_N во впадине мы вычисляем по уравн. (49b) по магнитной энергии в пространстве впадины при полном токе впадины 1. Приняв во внимание уравн. (375b), мы получаем тогда коэфициент магнитной проводимости

$$\lambda_N = \int_0^h H'^2 \, a dh, \tag{377}$$

где H' означает напряженность магнитного поля при полном токе впадины 1, a — ширину впадины и h — глубину впадины.

Для упрощения расчета допустим, что линии индукции прямолинейны и перпендикулярны к средней плоскости впадины. Тогда мы можем заменить профиль впадины фиг. 242a профилем по фиг. 242b, где a_3 получается из уравнения для проводимости этой части впадины равным

$$a_3 = \frac{a - a_4}{2{,}3 \lg \frac{a}{a_4}}. \tag{378a}$$

a_3 тем меньше величины $\frac{a + a_4}{2}$, чем больше отношение $\frac{a}{a_4}$. Обычно это последнее равно 4 и тогда получается

$$a_3 = \frac{a + a_4}{2{,}3}; \tag{378b}$$

во всех практических случаях можно оперировать этой величиной вместо более точного значения по уравн. (378a).

В частях от h_1 до h_4 по глубине впадины напряженности магнитного поля в пространстве впадины равны при полном токе катушки 1

$$H_1' = \frac{1}{a} \frac{x}{h_1}, \qquad H_2' = \frac{1}{a}, \qquad H_3' = \frac{1}{a_3}, \qquad H_4' = \frac{1}{a_4} \tag{379a}$$

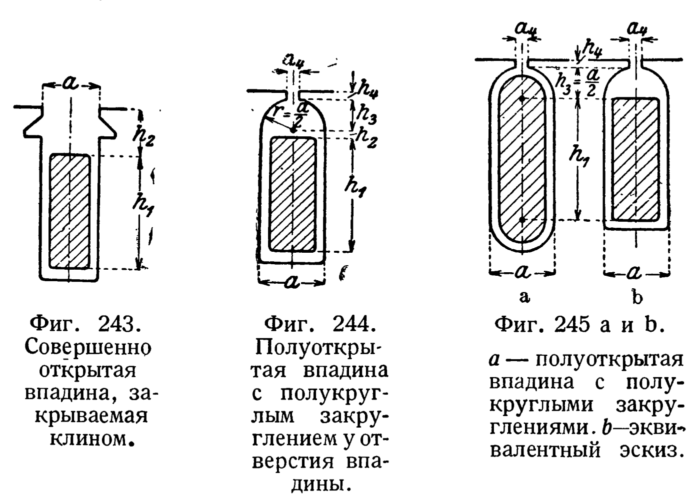
и мы получаем по уравн. (377) коэфициент проводимости для представленного на фиг. 242b профиля впадины с параллельными стенками равным

$$\lambda_N = a \int_0^{h_1} \frac{x^2}{a^2 h_1^2}\, dx + a h_2 \frac{1}{a^2} + a_3 h_3 \frac{1}{a_3^2} + a_4 h_4 \frac{1}{a_4^2} \qquad (379b)$$

или

$$\lambda_N = \frac{h_1}{3a} + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4} \qquad (379)$$

Для других профилей впадины теоретический коэфициент проводимости следует вычислять подобным же образом.



Фиг. 243. Совершенно открытая впадина, закрываемая клином.

Фиг. 244. Полуоткрытая впадина с полукруглым закруглением у отверстия впадины.

Фиг. 245 a и b. *a* — полуоткрытая впадина с полукруглыми закруглениями. *b*—эквивалентный эскиз.

При совершенно открытых впадинах, не прикрытых клиньями, оба последних члена в уравн. (379) исчезают. Если при совершенно открытых впадинах, прикрытых клиньями (фиг. 243), не учитываются выемки для клина, то вычисленная индуктивность оказывается несколько преувеличенной.

При совершенно открытых впадинах с закругленным профилем на открытой стороне впадины (фиг. 244) следует приблизительно определить ширину a_3, соответствующую эквивалентному профилю фиг. 242b. Вычисление коэфициента проводимости для той части впадины, которая на фиг. 244 соответствует высоте h_3, дает

$$\lambda_{N3} = \frac{1}{2} \arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{a_4}{a}\right)^2}. \qquad (380a)$$

При $\frac{a_4}{a} = \frac{1}{4}$ (а приближенно и при других соотношениях) получается

$$\lambda_N = \frac{h_1}{3a} + \frac{h_2}{a} + 0{,}66 + \frac{h_4}{a_4}. \qquad (380b)$$

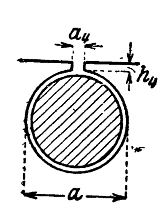
Изображенную на фиг. 245a впадину с сечением одной стороны катушки можно для вычисления коэфициента проводимости заме-

нить впадиной, изображенной на фиг. 245b, и это же вычисление правильно в предельном случае круглой, совершенно заполненной проводниками впадины ($h_1 = 0$, фиг. 246). Тогда получается

при $\frac{a_4}{a} = \frac{1}{4}$

$$\lambda_N = \frac{h_1}{3a} + 0{,}66 + \frac{h_4}{a_4}, \tag{381}$$

где для круглых впадин (фиг. 246) первый член равен нулю.



Фиг. 246. Круглая впадина.

b) Двуслойная обмотка. При двуслойных обмотках одна сторона катушки находится в нижнем, другая — в верхнем слое. Самоиндуктивность катушки, соответствующая поперечному потоку впадины, равна тогда

$$L_{N_1} = s^2 (G_{su} + G_{so}); \tag{382a}$$

где G_{su} и G_{so} означают теоретические магнитные проводимости для сторон катушки в нижнем и в верхнем слоях. Если сообразно с уравн. (375b) положить

$$G_{su} = \text{II} l_i \lambda_{su} \quad \text{и} \quad G_{so} = \text{II} l_i \lambda_{so}, \tag{382b}$$

то коэфициенты проводимости по уравн. (379) и фиг. 247 равны

$$\lambda_{su} = \frac{4h'_1}{3a} + \frac{h' + h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4} \tag{383a}$$

$$\lambda_{so} = \frac{h'_1}{3a} + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}. \tag{383b}$$

У двуслойной обмотки надо считаться не только с само-, но и с взаимоиндуктивностью, которая соответствует лежащим в той же впадине сторонам других катушек. Если эти катушки тоже содержат по s витков, то взаимная индуктивность равна

$$M_{N_1} = s^2 (G_{gu} + G_{go}), \tag{382c}$$

где G_{gu} и G_{go} получаются по уравн. (58b). В этом уравнении надо для γ вводить угол сдвига фаз между токами в нижнем и верхнем слоях; $\cos(\overline{H}_1, \overline{H}_2)$ равен 1. Написав снова

$$G_{gu} = \text{II} l_i \lambda_{gu} \quad \text{и} \quad G_{go} = \text{II} l_i \lambda_{go}, \tag{382d}$$

мы получаем при совпадающих по фазе токах в нижнем и в верхнем слоях (ср. правую сторону на фиг. 247)

$$\lambda_{gu} = \lambda_{go} = \lambda_g = \frac{h_1'}{2a} + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}. \tag{383c}$$

Вообще токи в нижнем и в верхнем слоях не совпадают по фазе, и угол сдвига фаз для отдельных впадин, в которых лежат стороны катушек данной фазы обмотки, тоже, вообще говоря, не одинаков. В предположении, что эффективные значения токов в нижнем и

в верхнем слоях равны, мы должны умножить коэфициент проводимости для взаимоиндуктивности при совпадающих по фазе токах на коэфициент

$$g = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} \cos \gamma_k, \tag{383d}$$

где γ_k означает угол сдвига фаз между токами в нижнем и в верхнем слоях k-ой впадины, причем суммирование должно простираться на все n впадины, занятые данной фазою обмотки.

Тогда мы получаем для результирующей индуктивности одной фазы обмотки с $2pq$ катушками

$$L_N = 2pq \left(\frac{s}{c}\right)^2 l_i \Pi (\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2g\lambda_g), \tag{383}$$

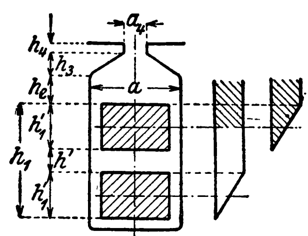
причем катушки, лежащие в общей впадине рядом ($u > 1$), всегда надо объединять в одну. При этом предполагается, что по данной фазе обмотки не проходят токи других фаз (ср. стр. 275) и что эффективные фазные токи одинаковы.

Положив для сокращения

$$\lambda'_N = \frac{\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2g\lambda_g}{4} \tag{384a}$$

и введя еще в уравн. (383) число витков, последовательно соединенных в одной фазе обмотки,

$$w = \frac{2pqs}{c}, \tag{384b}$$



Фиг. 247. Впадина с двухслойной обмоткой; справа поперечное поле.

мы получаем реактивное сопротивление одной фазы двуслойной обмотки равным

$$X_N = \frac{4\pi f w^2}{p} \cdot \frac{l_i \Pi \lambda'_N}{q} \tag{384c}$$

или при указанных в связи с уравн. (376) единицах измерения отдельных величин

$$X_N = 0{,}158 \frac{f}{100} \left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p} \frac{\lambda'_N}{q} \, \Omega. \tag{384}$$

На практике в большинстве случаев можно сводить λ'_N к вычисленному в предыдущем параграфе коэфициенту проводимости λ_N.

Для однофазно питаемой якорной обмотки постоянного тока с $2a$ параллельными ветвями, z проводниками на окружности якоря и N впадинами имеем

$$w = \frac{z}{4a}, \qquad q = \frac{N}{2p}. \tag{385a}$$

Тогда получается

$$X_N = 0{,}079 \frac{f}{100} \left(\frac{z}{100 \cdot 2a}\right)^2 \frac{l_i}{N} \lambda'_N \, \Omega. \tag{385}$$

При диаметральных обмотках токи во всех впадинах совпадают по фазе. Тогда в уравн. (384a) $g=1$ и λ'_N согласно уравн. (383a, b, c) и (379) равен

$$\lambda'_N = \lambda_N - \frac{h'}{12a}, \tag{386a}$$

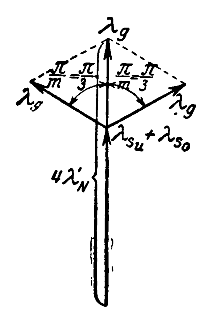
где λ_N надо вычислять как при однослойной обмотке (стр. 271) при

$$h_1 = 2h'_1 + h' \tag{386b}$$

(ср. фиг. 247), и тогда можно без сколько-нибудь заметной погрешности считать, что

$$\lambda'_N \approx \lambda_N. \tag{386}$$

При m-фазно питаемой якорной обмотке постоянного тока с сопряженными фазами, то есть когда количество m' питательных точек, отнесенных к двухполюсной обмотке с $a=1$, равно числу фаз m [ср., например, фиг. 144a и 149 в „Якорных Обмотках“ (Л28)], имеем для одной фазы обмотки $\left(\frac{1}{m}\right.$ = якорной обмотки)



Фиг. 248. Определение коэфициента проводимости λ'_N при двухслойной m-фазной обмотке ($m=3$).

$$w = \frac{z}{2am}, \quad q = \frac{N}{2pm} \tag{387a}$$

и

$$X_N = \frac{0{,}316}{m}\,\frac{f}{100}\left(\frac{z}{100\cdot 2a}\right)^2 \frac{l_i}{N}\,\lambda'_N \ \Omega. \tag{387}$$

При четном числе фаз m и диаметральной обмотке токи в каждой впадине совпадают по фазе, так что $\lambda'_N \approx \lambda_N$, как при однофазно питаемой обмотке, вычислять его следует как при однослойных обмотках, принимая во внимание уравн. (386b).

При нечетном числе фаз m токи в нижнем и верхнем слоях обмотки уже не одинаковы по фазе. Тогда при диаметральных обмотках положительные (или отрицательные) стороны катушек k-ой фазы расположены в одних и тех же впадинах на половину с отрицательными (или положительными) сторонами катушек $k+\frac{m+1}{2}$-ой и на половину с такими же сторонами $k+\frac{m-1}{2}$-ой фазы. Фазовые углы между токами в нижнем и в верхнем слоях равны $\pi - \frac{m \pm 1}{2}\,\frac{2\pi}{m} = \mp\frac{\pi}{m}$ (ср. фиг. 248 при $m=3$), и в уравн (384a) получается

$$g = \cos\frac{\pi}{m}. \tag{387b}$$

Для трехфазно питаемых якорных обмоток постоянного тока с диаметральными витками ($m = m' = 3$, ср. фиг. 248), имеем $g = 0{,}5$ и

$$\lambda'_N = \frac{\lambda_{su}+\lambda_{so}+\lambda_g}{4} = \frac{3}{4}\lambda_N + \frac{h_1'}{24a} \tag{388a}$$

[ср. фиг. 247 и уравн. (386b)], причем без заметной ошибки можно считать

$$\lambda'_N \approx \frac{3}{4}\lambda_N. \tag{388b}$$

В других случаях нужно определять коэфициент g с учетом фазового угла между токами в нижнем и в верхнем слоях. Например, в однофазно питаемой якорной обмотке постоянного тока с хордовыми катушками при ширине катушки, сокращенной или удлиненной на ε_τ полюсного деления, токи в нижнем и в верхнем слоях имеют общее направление на протяжении части $(1-\varepsilon_\tau)\tau$ окружности якоря, на протяжении же остальной части $\varepsilon_\tau\tau$ они направлены друг против друга. Нам надо, следовательно, согласно уравн. (383d), ввести в уравн. (384a)

$$g = \frac{(1-\varepsilon_\tau)\tau - \varepsilon_\tau\tau}{\tau} = 1 - 2\varepsilon_\tau \tag{389a}$$

и тогда получается

$$4\lambda'_N = \lambda_{su} + \lambda_{so} + 2(1-2\varepsilon_\tau)\lambda_g =$$
$$= (1-\varepsilon_\tau)\ (\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g) + \varepsilon_\tau\ (\lambda_{su} + \lambda_{so} - 2\lambda_g). \tag{389b}$$

Так как $\lambda_{su} + \lambda_{so} \approx 2\lambda_g$ при и практически встречающихся хордовых обмотках ширина катушки отклоняется незначительно от полюсного деления (ε_τ мало), то можно пренебречь членом $\varepsilon_\tau\ (\lambda_{su} + \lambda_{so} - 2\lambda_g)$ и считать, что

$$\lambda'_N \approx (1-\varepsilon_\tau)\lambda_N, \tag{389c}$$

где λ_N надо вычислять как при однослойных обмотках (стр. 271 и фиг. 247).

При несопряженных фазах у m-фазно питаемой якорной обмотки постоянного тока ($m' = 2m$) каждая ветвь обмотки всегда содержит все проводники обмотки; отдельные ветви обмотки отличаются друг от друга только по положению мест подвода и отвода тока [ср., например, „Якорные Обмотки", фиг. 146 и 147a [Л28)]. Поэтому число катушек одной фазы обмотки таково же в данном случае, как у однофазно питаемой обмотки, так что и здесь справедливо уравн. (385). Но при несопряженных фазах по каждой ветви обмотки проходят также токи остальных ветвей ее; участие их в образовании взаимоиндуктивности данной ветви можно в каждом отдельном случае вычислить, приняв в соображение распределение токов и фазу.

При несопряженных фазах практическое значение имеет, в сущности, только трехфазно питаемая обмотка ($m = 3$, $m' = 6$). У диаметральной обмотки при диаметральном положении щеток индуктивность, привносимая посторонними токами в результирующую индуктивность, равна согласно фиг. 147a „Якорных Обмоток" [Л28], $1/3$ индуктивности собственного тока, так что

в этом случае можно вычислить реактивное сопротивление по уравн. (385), положив

$$\lambda_N' = \frac{4}{3}\left(\lambda_N - \frac{h'}{12a}\right) \approx \frac{4}{3}\lambda_N. \tag{390}$$

Та же величина реактивного сопротивления получается по уравн. (387), если считать $m = 3$, то есть равным числу фаз обмотки.

c) Уменьшение индуктивности под влиянием вытеснения тока. Вихревые токи, индуктируемые в проводниках обмотки, реагируют на магнитное поле, образующееся при равномерно распределенном по сечению проводников токе, и уменьшают магнитную энергию в тех частях впадины, где находятся проводники. Вследствие этого уменьшается также соответствующая этим частям впадины „внутренняя“ индуктивность.

Рассмотрим p-ый слой проводников во впадине с полным током I_p. Между этим слоем проводников и основанием впадины пусть проходит полный ток I_u (ср. фиг. 223). Среднее во времени значение магнитной энергии в той части впадины, которую занимает рассматриваемый p-ый слой проводников, равно тогда, согласно сказанному в отделе IB10 [уравн. (48b)],

$$W_m = \frac{1}{2}\int_T \Pi (H^2)_m\, dv = \frac{\Pi l_i}{2}\int_0^{h_p} (H^2)_m\, a dx \tag{391}$$

где l_i означает теоретическую осевую длину впадины, a — ширину впадины, h_p — высоту проводника в p-ом слое и $(H^2)_m$ — среднее во времени квадратичное значение зависящей от x напряженности магнитного поля. Для мгновенных значений полного тока мы пишем

$$i_p = \sqrt{2} I_p \sin\omega t \text{ и } i_u = \sqrt{2} I_u \sin(\omega t + \gamma). \tag{391a}$$

Тогда мы имеем, при отсутствии вытеснения тока, при прямоугольных сечениях проводников и параллельных стенках впадин

$$(H^2)_m = \frac{1}{2\pi}\int_{\omega t=0}^{2\pi} \left[\frac{1}{a}\left(i_u + \frac{x}{h_p} i_p\right)\right]^2 d\omega t =$$
$$= \frac{1}{a^2}\left[I_u^2 + 2\frac{x}{h_p} I_u I_p \cos\gamma + \left(\frac{x}{h_p}\right)^2 I_p^2\right]. \tag{391b}$$

Вычисленная по магнитной энергии внутренняя проводимость p-ого слоя проводников, равная проводимости внутренней индуктивности при параллельном соединении всех проводников этого слоя, оказывается равной (ср. уравн. 47 и 41)

$$G_{ip} = \frac{2W_m}{I_p^2} = G_{is}\left[1 + 3\left(\frac{I_u}{I_p}\right)^2 + 3\frac{I_u}{I_p}\cos\gamma\right], \tag{392}$$

где

$$G_{is} = \Pi l_i \frac{h_p}{3a} = \Pi l_i \lambda_{is}. \tag{392a}$$

В уравн. (392) первый член G_{is} соответствует внутренней индуктивности p-ого слоя проводников ($I_u = 0$), второй член соответствует части самоиндуктивности нижних слоев проводников ($I_p = 0$) в пределах p-ого слоя проводников и третий член соответствует двойной внутренней взаимоиндуктивности контуров тока с полными токами I_u и I_p.

При учете вытеснения тока первый член этого уравнения надо, согласно исследованиям Эмде [Л97], умножать на коэфициент

$$\varphi'(\xi) = \frac{3}{2\xi}\,\frac{\operatorname{sh} 2\xi - \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi + \cos 2\xi}, \tag{393a}$$

второй и третий члены — на коэфициент

$$\psi'(\xi) = \frac{1}{\xi}\,\frac{\operatorname{sh}\xi + \sin\xi}{\operatorname{ch}\xi + \cos\xi}, \tag{393b}$$

где ξ определяется из уравн. (323с и е). Функции $\varphi'(\xi)$ и $\psi'(\xi)$ представлены на фиг. 249.

Таким образом, при учете вытеснения тока внутренняя проводимость p-ого слоя проводников оказывается равной

$$G'_{ip} = G_{is}\left\{\varphi'(\xi) + 3\left[\left(\frac{I_u}{I_p}\right)^2 + \frac{I_u}{I_p}\cos\gamma\right]\psi'(\xi)\right\}. \tag{393}$$

При учете потерь на вихревые токи, при правильно спроектированной обмотке переменного тока [ср. уравн. (334b)] $\xi \leqslant 1{,}32$. Тогда мы можем считать

$$\text{при } 0 \leqslant \xi < 1{,}32: \quad \varphi'(\xi) = 1 - \frac{8\xi^4}{315}, \quad \psi'(\xi) = 1 - \frac{\xi^4}{30}. \tag{393c}$$

Когда все проводники впадины соединены последовательно и обтекаются общим током I, то при n проводниках, лежащих во впадине рядом (ср. фиг. 225),

$$I_v = nI, \quad I_u = n(p-1)I, \quad \cos\gamma = 1 \tag{394a}$$

и

$$G'_{ip} = G_{is}\,[\varphi'(\xi) + 3p(p-1)\,\psi'(\xi)]. \tag{394}$$

Суммирование по всем m слоям проводников дает тогда для внутренней проводимости впадины

$$G'_i = G_{is}m\,[\varphi'(\xi) + (m^2 - 1)\,\psi'(\xi)]. \tag{395}$$

Отсюда мы получаем отношение между действительной внутренней индуктивностью и индуктивностью при предполагавшемся нами в подъотделах a и b отсутствии вытеснения тока ($\varphi' = \psi' = 1$), равным

$$k_i = \frac{G'_i}{G_i} = \frac{\varphi'(\xi) + (m^2 - 1)\,\psi'(\xi)}{m^2} \tag{396a}$$

или

$$\text{при } 0 \leqslant \xi \leqslant 1{,}32: \; k_i = 1 - \frac{33{,}3m^2 - 7{,}9}{1000\,m^2}\,\xi^4 \approx 1 - \frac{\xi^4}{30}. \tag{396b}$$

Итак, внутреннее отношение индуктивностей практически не зависит от числа слоев обмотки и у правильно спроектированных обмоток близко к единице. При практически встречающемся обычно у обмоток переменного тока предельном значении $\xi = 1{,}32$ получается $k_i = 0{,}9$.

Надо еще принять во внимание, что внутренняя индуктивность составляет всегда лишь некоторую долю общей индуктивности впадины, на остальную же часть индуктивности вытеснение тока не влияет. Так, например, мы получаем, при учете вытеснения тока, для коэфициента проводимости однослойной обмотки

$$\lambda_N = \frac{h_1}{3a} k_i + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}, \tag{397}$$

и это уравнение, если пренебречь вытеснением тока ($k_i = 1$), переходит в уравн. (379). При двуслойной обмотке с одним только проводником на каждой катушечной стороне мы должны для уравн. (383a, b и c) написать

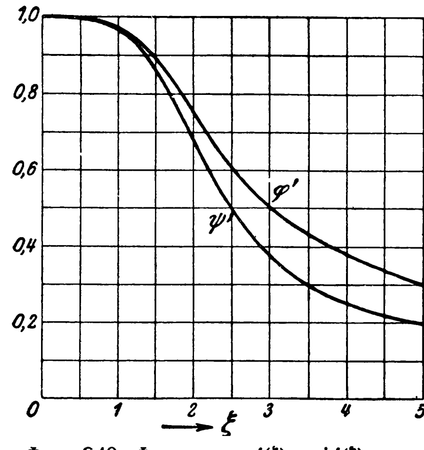
$$\lambda_{su} = \frac{h_1'}{3a} \varphi'(\xi) + \frac{h_1'}{a} \psi'(\xi) + \frac{h' + h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}, \tag{398a}$$

$$\lambda_{so} = \frac{h_1'}{3a} \varphi'(\xi) + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}, \tag{398b}$$

$$\lambda_g = \frac{h_1'}{2a} \psi'(\xi) + \frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4} \tag{398c}$$

и получаем по уравн. (384a)

$$\lambda_N' = \left[\frac{1}{6} \varphi'(\xi) + \frac{1+g}{4} \psi'(\xi)\right] \frac{h_1'}{a} + \left(\frac{h_2}{a} + \frac{h_3}{a_3} + \frac{h_4}{a_4}\right) \frac{1+g}{2} + \frac{h'}{4a}. \tag{398}$$



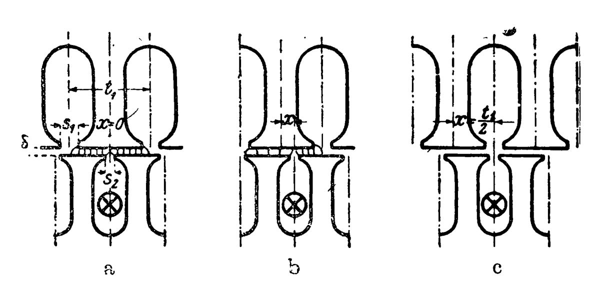
Фиг. 249. Функции $\varphi'(\xi)$ и $\psi'(\xi)$ для уравн. (393 a и b).

2. Рассеяние головок зубцов.

У асинхронных машин приходится считать потоком рассеяния и ту часть потока индукции, которая замыкается через головку зубца, расположенную против рассматриваемой впадины, и сцеплена с проводниками этой впадины. Величина этого потока зависит от взаимоположения между внутренним и внешним якорями, непрерывно изменяющегося при вращении машины.

Когда середина рассматриваемой впадины расположена против середины головки зубца другой части машины, то поток головки зубца, возбуждаемый полным током данной впадины, достигает своего наибольшего значения. На фиг. 250a изображен этот (фиктивный) поток в воздушном промежутке. Сцепленный с данной впадиной поток головки зубца постепенно убывает, когда она движется мимо головки зубца (фиг. 250b) и обращается в нуль, когда прорез ее выходит из зоны головки зубца (фиг. 250c). Но обе части машины имеют обычно различные числа впадин; тогда от-

дельные впадины одной фазы обмотки занимают различное положение относительно головок зубцов другой части машины, так что сумма сцепленных с витками одной фазы обмотки потоков в головках зубцов в основном не зависит от относительного положения обеих частей машины и равна произведению из числа впадин одной фазы на средний поток головки зубца, приходящийся на одну впадину. Здесь тоже, подобно поперечному потоку впадины, сцепленный с проводниками одной впадины поток определяется почти исключительно полным током данной впадины. Только в том случае, когда ширина головки зубца, расположенного против данной впадины, значительно больше зубцового деления якоря, могут возыметь влияние также полные токи соседних впадин, но влияние это вообще в практических случаях столь невелико, что им можно пренебрегать.



Фиг. 250 a—c. Изменение потока в головках зубцов в части машины (2), в зависимости от относительного положения якоря.

Таким образом, мы можем вычислять при однослойных обмотках реактивное сопротивление одной фазы, соответствующее потоком в головках зубцов, по уравн. (376), введя вместо λ_N средний коэфициент проводимости λ_K для потока головок зубцов.

$$X_K = 0{,}158\ \frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p}\ \frac{\lambda_K}{q}\ \text{ом}. \tag{399}$$

При двуслойных обмотках нам надо иметь в виду, что токи в нижнем и в верхнем слоях одной впадины вообще не совпадают по фазе. Вследствие этого индуктивность уменьшается в отношении $\frac{1+g}{2}$, где g надо определять по уравн. (383d). Таким образом мы получаем реактивное сопротивление одной ветви, соответствующее потокам в головках зубцов, заменив в уравн. (384) λ'_N через $\frac{1+g}{2}\lambda_K$:

$$X_K = 0{,}158\ \frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p}\ \frac{1+g}{2}\ \frac{\lambda_K}{q}\ \text{ом}. \tag{400}$$

Если пренебречь магнитным сопротивлением в железе, то коэфициент проводимости потока головки зубца для части машины 2 равен

$$\lambda_{K_2}(x) = \frac{1}{\dfrac{\delta}{n_1+x}+\dfrac{\delta}{n_1-x}} = \frac{n_1^2-x^2}{2\delta n_1}, \tag{401a}$$

если (фиг. 250b) $2t_2 - s_2 > t_1 - s_1 > s_2$, причем

$$n_1 = \frac{t_1 - s_1 - s_2 + r}{2}, \tag{401b}$$

надбавка r учитывает расширение трубок поля вследствие раздвижения линий индукции на кромках головок зубцов. Для среднего коэфициента проводимости впадины части машины 2 получается

$$\lambda_{K_2} = \frac{2}{t_1} \int\limits_{x=0}^{n_1} \lambda_{K_2}(x)\, dx = \frac{2n_1^2}{3t_1\delta}. \qquad (401)$$

Если положить

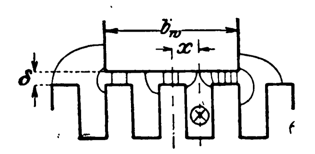
$$r \approx 0{,}25\ (s_1 + s_2), \qquad (402a)$$

то получается: при $2t_2 - s_2 > t_1 - s_1 > s_2$

$$\lambda_{K_2} \approx \frac{[t_1 - 0{,}75\ (s_1 + s_2)]^2}{6t_1\delta}. \qquad (402)$$

Взаимно заменив индексы 1 и 2, мы получаем соответственное значение для части машины *1*.

У машин постоянного тока с добавочными полюсами тоже можно при определении ЭДС, индуктируемой в одной якорной катушке потоком головок зубцов, который возбуждается добавочными токами короткого замыкания, вычислять коэфициент проводимости для рассеяния головок зубцов по уравн. (401a), если ширина воздушного промежутка вдоль ширины полюсного наконечника не изменяется. Здесь мы можем считать



Фиг. 251. Поток в головках зубцов под дополнительным полюсом.

$$n_1 = \frac{b_W + r}{2k_C} = \frac{b_{Wi}}{2k_C} \qquad (401c)$$

и ввести для k_C коэфициент Картера, получающийся для впадин якоря при ширине воздушного зазора δ. Опуская индексы 1 и 2, в которых здесь надобности нет, мы получаем тогда (ср. фиг. 251)

$$\lambda_K(x) = \frac{b_{Wi}}{4k_C\delta} - \frac{k_C x^2}{\delta b_{Wi}} \qquad (403a)$$

и наибольший коэфициент проводимости

$$\lambda_K\ (0) = \frac{b_{Wi}}{4k_C\delta}. \qquad (403b)$$

У машин постоянного тока без добавочных полюсов для вычисления той части ЭДС от добавочных токов короткого замыкания, которая обусловлена потоком в головках зубцов, нужно считаться только с частью потока, расположенной внутри междуполюсного промежутка, т. е. приблизительно в пределах дуги $\tau - b_i$ на окружности якоря. (Ср. отдел III B 11, правая сторона фиг. 384).

В пределах этой зоны мы можем допустить, что линии поля, возбуждаемые полным током данной впадины, образуют полуокружности (фиг. 252). При этом допущении получается

$$\lambda_K = \int\limits_{\frac{s}{2}}^{\frac{\tau - b_i}{2}} \frac{dx}{\pi x} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{\tau - b_i}{s}. \qquad (404)$$

Обычно

$$\tau - b_i \approx 0{,}3\tau, \qquad (404a)$$

и тогда получается

$$\lambda_K \approx \frac{1}{\pi} \ln \frac{0{,}3\tau}{s}. \qquad (404b)$$

Фиг. 252. К уравн. (404).

Для совершенно открытых впадин, какими они бывают в большинстве случаев у машин постоянного тока,

$$\frac{\tau}{s} \approx 25 \qquad (405a)$$

и

$$\lambda_K \approx \frac{2}{\pi} = 0{,}64. \qquad (405)$$

3. Лобовое рассеяние.

а) **Лобовое поле**. Чтобы получить представление о том, как распределяется поле в воздушном пространстве по сторонам лобовых поверхностей, допустим сперва, что обмотка состоит из прямых (плоских) катушек, и рассмотрим однофазную обмотку или одну фазу многофазной обмотки. При этом можно различать две формы исполнения. При одной форме (фиг. 253) число катушечных групп [1] равно числу полюсов $2p$, при другой (фиг. 254) — оно вдвое меньше. На фиг. 253 и 254 направление тока на лобовой поверхности обозначено крестиками и точками, головки катушек представлены в виде жирных линий, а линии индукции главного потока в виде черточек; a и b определяют на лобовых поверхностях обеих частей машины две точки, соединительная линия которых (прямая, показанная пунктиром) охватывается одной катушечной группой.

Допустим, что проницаемость железа бесконечно велика, и предположим для начала, что радиальная индукция

$$B = f(x) \qquad (406a)$$

вдоль окружности якоря распределена так, что отрицательная ее полуволна представляет собою зеркальное изображение положительной полуволны,

$$f(x) = -f(x \pm \tau). \qquad (406)$$

[1] Согласно сказанному в отделе II B 2c (ср. также и фиг. 138a и b), к одной катушечной группе принадлежат у обмоток с катушками различной ширины одноосные катушки, при катушках равной ширины расходящиеся только на одно деление зубца катушки той же фазы обмотки. Если q означает число обмотанных впадин, приходящееся на один полюс и фазу [уравн. (109)], то каждая катушечная группа содержит $\frac{q}{2}$ катушек, поскольку число катушечных групп одной ветви обмотки равно числу полюсов, и q катушек, поскольку это число вдвое меньше.

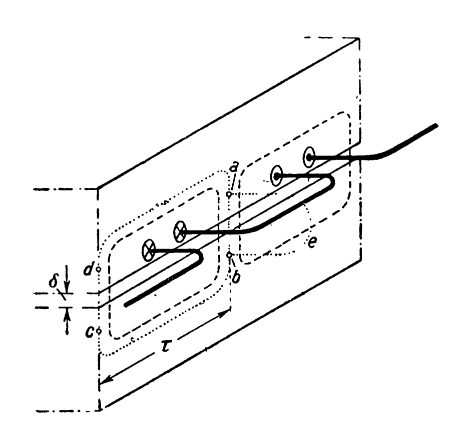
Тогда магнитное напряжение обхода вдоль пути, проходящего в местах ab и cd, отстоящих друг от друга на одно полюсное деление τ, сквозь воздушный зазор машины и замыкающегося в железе обеих частей машины (фиг. 253 и 254), равно

$$2\delta H = \Theta_\tau, \tag{407}$$

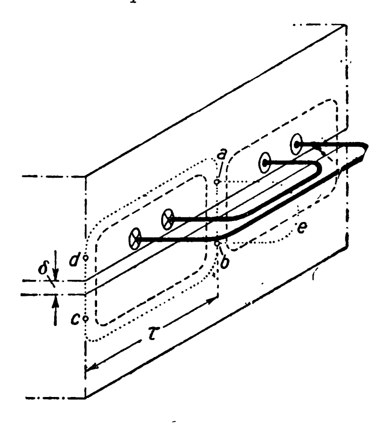
где δ означает ширину воздушного зазора и Θ_τ сцепляющийся с контуром интегрирования—полный ток. С другой стороны, линейный интеграл по пути $abea$, охватывающему лобовые соединения обмотки, равен

$$\delta H + U_{bea} = \Theta_q, \tag{408}$$

если U_{bea} означает магнитное напряжение вдоль пути bea, охватывающего лобовые соединения обмотки, а Θ_q—полный ток этих



Фиг. 253. Приходящийся на пару полюсов участок одной фазы обмотки с $2p$-катушечными группами.



Фиг. 254. Приходящийся на одну пару полюсов участок одной фазы обмотки с p-катушечными группами.

лобовых соединений. Из уравн. (407) и (408) получается для магнитного напряжения

$$U_{bea} = \Theta_q - \frac{\Theta_\tau}{2}. \tag{409}$$

При размещении обмотки согласно фиг. 253 имеем:

$$\Theta_q = \frac{\Theta_\tau}{2} \tag{410a}$$

и следовательно,

$$U_{bea} = 0. \tag{411a}$$

Таким образом, между лобовыми поверхностями отдельных частей машины не могут возникать такие линии поля, которые бы охватывали лобовые соединения. Например, для синхронной машины получается картина поля фиг. 255 в продольном разрезе по средней плоскости катушки, причем на этой картине тонкие сплошные линии изображают линии поля, а пунктирные—линии уровня.

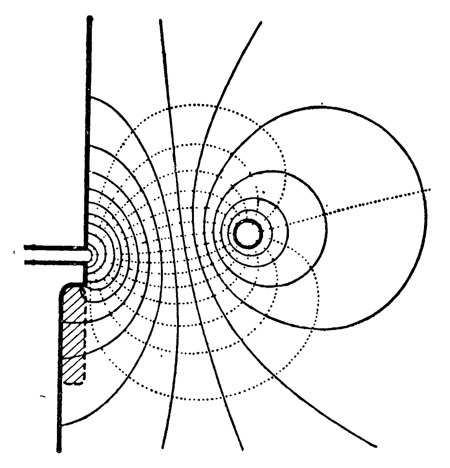
При размещении обмотки согласно фиг. 254 получается

$$\Theta_q = \Theta_\tau, \tag{410b}$$

так что по уравн. (409)

$$U_{bea} = \frac{\Theta_\tau}{2} = \frac{\Theta_q}{2}. \tag{411b}$$

Здесь между лобовыми поверхностями обеих частей машины имеются линии поля, которые охватывают лобовое соединение обмотки (фиг. 256). Эти линии поля не являются линиями рассеяния, так как они сцеплены с обмоткой полюсов и с якорной обмоткой. Они отчасти замыкаются через подшипниковые щиты и вал, где их в более или менее полной мере тушат вихревые токи. Эти потоки в валу нарушают то распределение индукции в воздушном промежутке, которое является предпосылкой для уравн. (406); отрицательная полуволна уже не является точным зеркальным изображением положительной полуволны, так что уравн. (409) при размещении обмотки согласно фиг. 254 справедливо только приближенно.

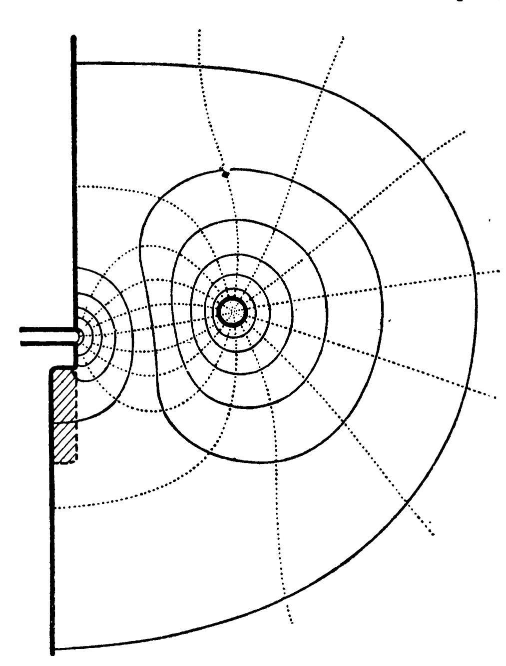


Фиг. 255. Линии поля (—) и линии уровня (...) в продольном разрезе через среднюю плоскость одной катушечной группы у синхронной машины при $2p$-катушечных группах (ср. фиг. 253).

Между тем как для однофазных обмоток практически заслуживает внимания только исполнение с $2a$-катушечными группами (фиг. 253), многофазные обмотки исполняются как с $2p$-катушечными группами (например, трехфазные трехэтажные обмотки), так и с p-катушечными группами в фазе обмотки (например трехфазные двухэтажные обмотки). При первой форме исполнения многофазных обмоток уравн. (410a) справедливо и для результирующего полного тока фаз обмотки, какова бы ни была нагрузка отдельных фаз. Поэтому в продольном разрезе машины картина поля одной фазы обмотки при этих многофазных обмотках получается такой же, как это представлено на фиг. 255.

При многофазных обмотках с p-катушечными группами в каждой фазе надо различать обмотки с равномерно распределенными по окружности якоря головками обмотки (нормальное выполнение) и специальные обмотки, у которых головки катушек сосредоточены на каждом двойном полюсном делении, так что якорь можно разделить продольными плоскостями, не разрезая ими катушек (ср. фиг. 126 и 127, см. также [Л28, стр. 186 и сл., стр. 272 и сл.]). Для многофазных машин с равномерно распределенными по окружности якоря головками обмотки и p-катушечными группами в каждой фазе (например при трехфазных двухэтажных обмотках) справедливо уравн. (410a) [Л30 и Л31], если в каждое мгновение сумма

фазных токов равна нулю (обмотка без нулевого провода) и если для Θ_q и Θ_τ подставлять соответственные результирующие полные токи фаз обмотки. Под влиянием остальных фаз обмотки магнитное напряжение вдоль прямолинейного пути ab на фиг. 254 удваивается. Тогда магнитное напряжение U_{bea} вдоль пути bea в каждом месте по окружности якоря равно нулю, если этот путь охватывает лобовые соединения всех фаз, а вблизи средней плоскости одной катушечной группы оно и тогда равно нулю, когда этот путь охватывает только обмоточные головки одной фазы. Поэтому вблизи средней плоскости одной катушечной группы между лобовыми поверхностями обеих частей машины не возникает линий поля, охватывающих головки обмотки, а в остальных местах окружности якоря такие линии поля могли бы возникать в том лишь случае, если бы расстояние лобовых соединений различных фаз было велико по сравнению с расстоянием лобовых соединений от воздушного зазора, но этого в действительности обычно не бывает. Поэтому мы можем и при многофазных обмотках с p-катушечными группами класть в основу вычисления индуктивности лобового рассеяния картину поля, представленную на фиг. 255. Нагрузка нулевого провода, если такой провод имеется при соединении фаз обмотки в звезду, практически настолько невелика, что не изменяет сколько-нибудь значительно этой картины. Иначе складываются условия при многофазных специальных обмотках, когда головки обмотки сосредоточены на каждом двойном полюсном делении. Тогда уравн. (410a) и в отношении результирующих полных токов фаз обмотки уже не удовлетворяются, и мы получаем картину поля как на фиг. 256.



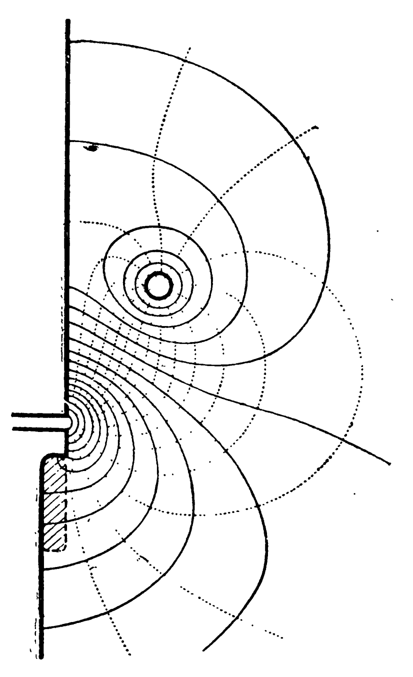
Фиг. 256. Линии поля (—) и линии уровня (...) в продольном разрезе через среднюю плоскость одной катушечной группы при p-катушечных группах (ср. фиг. 254).

Таким образом, в основу вычисления индуктивности лобового рассеяния мы можем класть картину поля по фиг. 255 для практически важнейших обмоток, каковы одно-и многофазные обмотки с $2p$-катушечными группами в каждой фазе и многофазные обмотки с p-катушечными группами в каждой фазе и равномерно распределенными по окружности якоря головками обмотки.

Когда головка катушки отогнута от расточки (ср. фиг. 257), то лобовое соединение приближено к железу лобовых поверхностей, и часть линий поля замыкается сквозь якорное железо, тем самым

увеличивая индуктивность рассеяния в головке катушки. В продольном разрезе по средней плоскости катушки получается тогда представленная на фиг. 257 картина поля. Вследствие реакции индуктируемых в якорном железе вихревых токов индуктивность рассеяния, правда, несколько уменьшается, но все же она больше, чем при прямых катушечных головках [Л115]. Это увеличение индуктивности рассеяния можно учесть посредством поправочного коэфициента, умножая на него индуктивность рассеяния выпрямленной катушки.

b) Лобовой поток и поток рассеяния. В продольном разрезе машины по средней плоскости катушки (фиг. 255) можно различать три группы линий поля. Одна группа, в непосредственной близости к воздушному промежутку, сцеплена с якорной обмоткой и обмоткой полюсов, принадлежа к главному полю. Линии поля обеих других групп принадлежат к полю рассеяния. Бо̀льшая из этих групп, не переходя в железо, охватывает лобовое соединение катушки, другая же, меньшая, замыкается в железе якоря и индуктора, не будучи сцеплена с обмоткой этого последнего. Чтобы найти лобовой поток рассеяния, нам надо вычесть из общего лобового потока ту часть, которая сцеплена со второй обмоткой, в данном случае — с обмоткой индуктора.

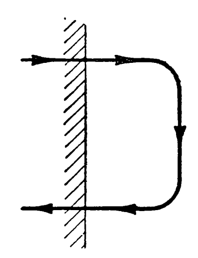


Фиг. 257. Линии поля (—) и линии уровня (...) при отогнутых от расточки катушечных головках и $2p$-катушечных группах.

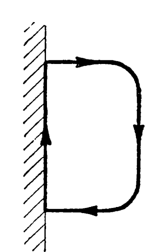
Магнитное поле, возбуждаемое якорной катушкой в воздушном пространстве со стороны от лобовой поверхности машины (фиг. 258a), тождественно полю такой катушки, одна сторона которой находится в том месте плоской непрерывной железной стенки, где у машины расположен воздушный зазор, остальные стороны имеют форму головки нормальной катушки (фиг. 258b). Это вытекает из соображений, приведенных в первом параграфе (напомним фиг. 255), и из того установленного опытом явления, что токи расположенных в якорном железе частей катушки (фиг. 258a) не оказывают влияния на лобовое поле (экранирующее действие). Изображенный на фиг. 258b контур тока мы можем, наконец, по принципу зеркального изображения заменить представленным на фиг. 258c двойным контуром, находящимся в свободном воздушном пространстве. Поток сквозь заштрихованную на фиг. 258c площадь равен тогда потоку лобового рассеяния, причем прямая, проведенная от средней линии на расстоянии ξ, означает границу между полезным полем и полем рассеяния (ср. фиг. 255). Расстояние ξ зависит от положения и формы второй

обмотки, на фиг. 255 — обмотки индуктора, и приближенно его можно определить по картинам поля, сообразуясь с схемой обмотки.

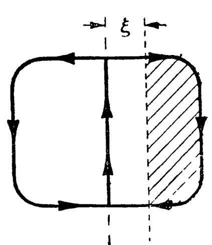
c) Самоиндуктивность головки катушки. „Самоиндуктивностью" головки катушки мы называем ту часть индуктивности рассеяния обмотки, которая соответствует потоку рассеяния, сцепленному с головкой катушки и происходящему от тока этой катушки. Этот поток, согласно сказанному в подотделе b, равен потоку сквозь заштрихованную площадь на замещающей схеме фиг. 258c, и вычислить его можно по закону Био-Савара, причем во внимание надо принять все части двойного контура фиг. 258c.



Фиг. 258 a. Катушечная головка машины.



Фиг. 258b. Эквивалентный контур у железной стенки.



Фиг. 258 c. Эквивалентный контур в свободном воздушном пространстве.

Каждую катушечную группу (ср. фиг. 259a) мы сводим к одной катушке. Обозначим среднюю длину проводника одной катушечной головки через l_s и среднюю ширину катушки через W; средний осевой выступ выпрямленной катушки примем равным

$$A = \frac{l_s - W}{2}, \tag{412}$$

h_A, h_W, b_A и b_W пусть будут размеры по высоте и ширине прямоугольников, описанных вокруг сторон сечения (голой) катушки (ср. фиг. 259a). Сцепленный с головкой обмотки поток рассеяния мы приравниваем затем тому потоку, который по закону Био-Савара возбуждается линейным двойным контуром фиг. 259b и проходит сквозь заштрихованную площадь. Величины g_A и g_W представляют собой средние геометрические расстояния сечений полного тока в частях A и W головки обмотки, и мы можем для них написать [Л113]

$$\left.\begin{aligned} g_A &= 0{,}2235\,(h_A + b_A) \\ g_W &= 0{,}2235\,(h_W + b_W) \end{aligned}\right\} \tag{413}$$

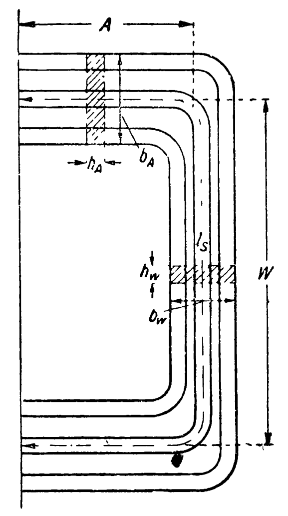
При этом мы предполагаем, что ток распределен равномерно по площадям описанных прямоугольников; то обстоятельство, что в действительности ток по сечению распределен неравномерно, не оказывает заметного влияния на величину индуктивности [Л4, том 2, § 693, стр. 407].

Индукция в некоторой точке P плоскости катушки при полном токе катушки Θ_q (ср. фиг. 259b) равна по закону Био-Савара

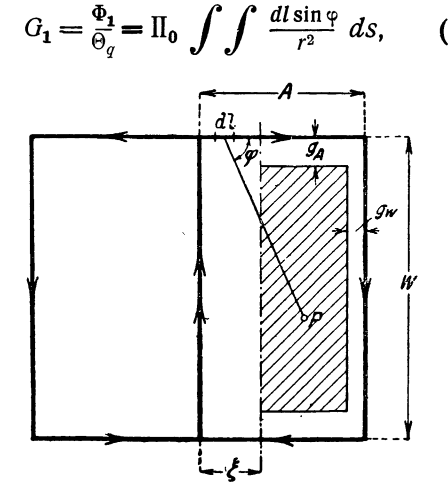
$$B_1 = \Pi_0 \int \frac{dl \sin\varphi}{r^2} \Theta_q, \tag{414a}$$

причем интегрирование должно распространяться на оба контура проводников. Интеграл этой индукции по заштрихованной площадке на фиг. 259b выражает собой поток рассеяния головки катушки. Отсюда получается проводимость рассеяния самоиндуктивности

$$G_1 = \frac{\Phi_1}{\Theta_q} = \Pi_0 \int\int \frac{dl \sin\varphi}{r^2} ds, \tag{414}$$



Фиг. 259 а. Обозначение размеров обмоточной головки.



Фиг. 259b. Эквивалентный контур обмоточной головки.

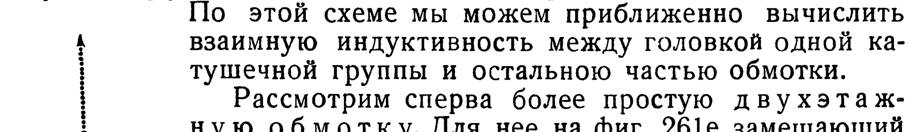
которая, будучи умножена на квадрат числа витков катушечной группы, дает самоиндуктивность L_1 головки катушки. Мы не станем здесь излагать подробно ход этого вычисления, так как его можно найти в литературе [Л114, стр. 92 и сл.]. Результаты вычисления мы приведем в подотделе „е".

d) Взаимоиндуктивность. Вычисленная согласно предыдущему самоиндуктивность головки обмотки у одной катушечной группы образует наибольшую часть результирующей индуктивности катушечной головки. Взаимоиндуктивность между головкой одной катушечной группы и остальными частями якорной обмотки составляет незначительную долю самоиндуктивности.

Чтобы приближенно определить взаимоиндуктивность, построим для всей обмотки замещающую схему, выведенную в подотделах „a" и „b" для одной катушечной группы, и будем при этом, простоты ради, иметь в виду обмотку с одной впадиной на полюс и фазу и плоские катушки. Развернем окружность якоря в плоскость чертежа. Для трехфазной т р е х э т а ж н о й обмотки получается тогда представленная на фиг. 261а схема замещения, на которой три фазы обмотки обозначены различной штриховкой и направление

тока, считаемое положительным, в соответствии с временнόй диаграммой фиг. 260, указано стрелками. Односторонние стрелки означают половинные полные потоки. Для трехфазной двухэтажной обмотки получается, согласно соображениям, приведенным относительно магнитного напряжения в подотделе „a“, представленная на фиг. 261b схема замещения трех фаз обмотки, причем указываемая стрелками величина полных потоков подобрана так, что получается такая же кривая возбуждения поля, как при трехэтажной обмотке.

Если представить себе теперь, что расположенные рядом лобовые соединения различных фаз обмотки совпадают, то при трехэтажной и при двухэтажной обмотках получается одна и та же результирующая схема замещения, представленная на фиг. 261c. По этой схеме мы можем приближенно вычислить взаимную индуктивность между головкой одной катушечной группы и остальною частью обмотки.



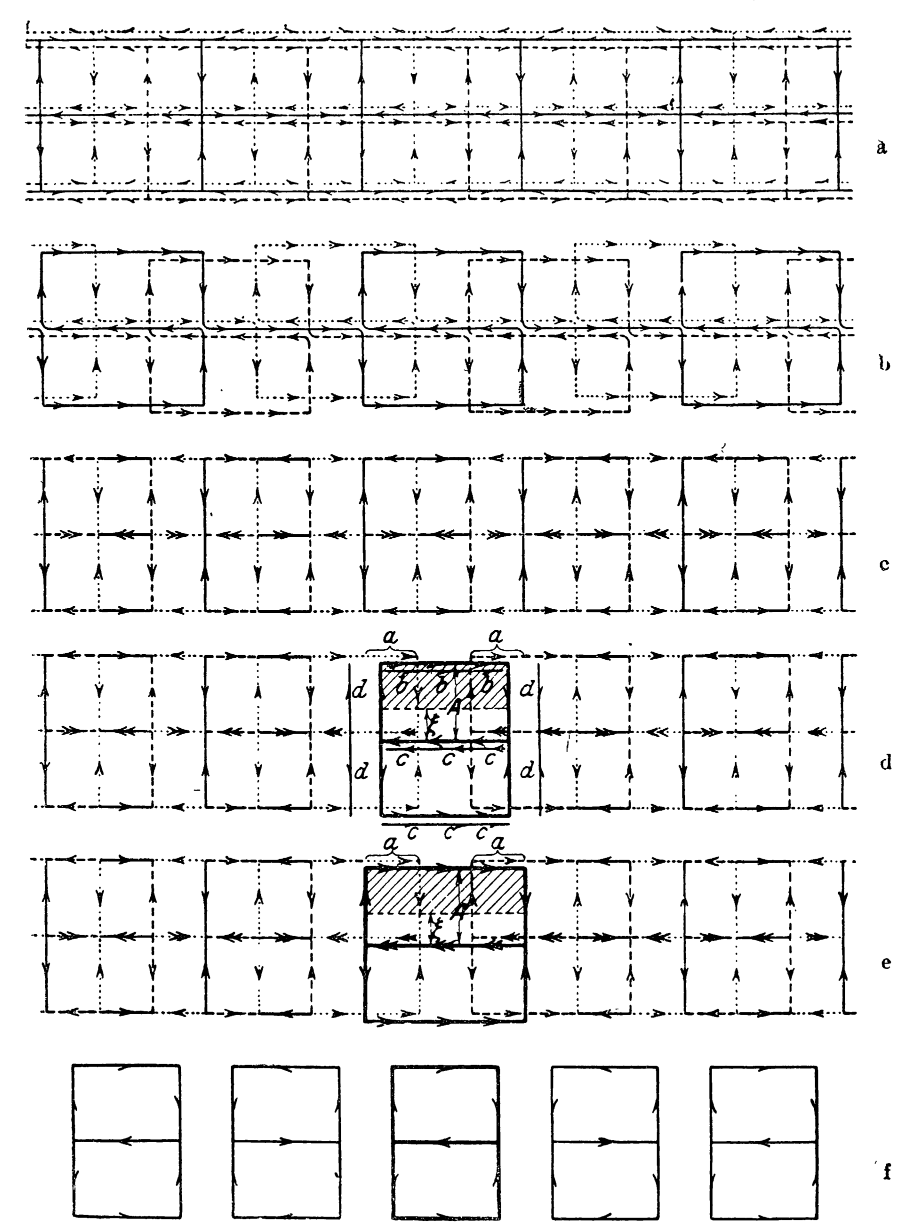


Фиг. 260. Фазы тока на фиг. 261 a—e.

Рассмотрим сперва более простую двухэтажную обмотку. Для нее на фиг. 261e замещающий контур одной катушечной группы начерчен жирными линиями. Он дает вместе с частями контуров, изображенными посредством более тонких линий, снова результирующую схему замещения фиг. 261c. Взаимоиндуктивность соответствует потоку индукции, возбуждаемому в заштрихованной площади частями контура, которые изображены более тонкими линиями. Проводимость взаимоиндуктивности мы получаем, предполагая части контура линейными, по закону Био-Савара с учетом величины и фазы отдельных полных токов. При этом, однако, надо иметь в виду, что обозначенные через a на фиг. 261e части контуров, подле лобовых соединений рассматриваемой катушечной группы, не совпадают с этими последними при практическом выполнении, а проходят на довольно значительном расстоянии от них. При вычислении взаимоиндуктивности этих частей надо принимать в соображение точное положение лобовых соединений. Положение это в различных случаях различно. Но так как расстояние частей a от лобовых соединений рассматриваемой катушечной группы обычно близко к $A-\xi$, так что эти части привносят лишь небольшую (обычно отрицательную) долю в результирующую индуктивность, то мы будем ими пренебрегать при вычислении в подотделе „e“.

При трехэтажной обмотке надо помнить, что у практически выполняемых обмоток с несколькими впадинами на полюс и фазу ($q > 1$) средняя ширина катушки составляет только $\frac{5}{6}$ полюсного деления. Положение отдельной катушечной группы изображено жирными линиями на фиг. 261d. Взаимоиндуктивность между одной катушечной группой и остальными частями обмотки мы можем здесь разложить на четыре части. Одна часть соответствует потоку индукции, который возбуждают в заштрихованной площади изображенные тонкими линиями части контуров, за исключением частей a, b, c и d; она при том же осевом выступе головок обмотки

составляет около $\frac{5}{6}$ соответственной величины у двухэтажной обмотки. Вторая часть соответствует взаимоиндуктивности находящихся в непосредственном соседстве продольных частей сторон катушки в той же фазе обмотки, обозначенных через *d* на фиг. 261d,



Фиг. 261 a—f. Вычисление взаимоиндуктивности. Эквивалентные контуры трехфазной трехэтажной обмотки a, c, d, трехфазной двухэтажной обмотки b, c, e и однофазной обмотки f. Способы штриховки как на фиг. 260.

а третья часть соответствует взаимоиндуктивности обозначенных через c лобовых частей; наконец, четвертая часть соответствует взаимоиндуктивности обозначенных через a и b частей контуров. Доли, привносимые частями b, имеют величину того же порядка, что и доли частей a, но противоположны им по знаку. По тем же причинам, как у двухэтажной обмотки, мы будем в подотделе „е" пренебрегать взаимоиндуктивностью частей a и b.

Наконец, при однофазной обмотке получается представленная на фиг. 261f простая схема замещения для вычисления взаимоиндуктивности между катушечной группой, вычерченной жирными линиями, и остальными контурами обмотки.

е) Результирующая индуктивность и реактивное сопротивление. Результирующая магнитная проводимость головки одной катушечной группы равна

$$G_S = G_1 + G_g \tag{415}$$

где G_1 означает проводимость самоиндуктивности, а G_g—проводимость взаимоиндуктивности.

У обмоток с p-катушечными группами, какими бывают трехфазные двухэтажные обмотки, в одной катушечной группе содержится q отдельных катушек. Если при этих условиях одна отдельная катушка содержит s витков и если c ветвей обмотки соединены параллельно, то результирующая индуктивность фазы обмотки равна

$$L_S = p\left(\frac{sq}{c}\right)^2 2G_S. \tag{416a}$$

У обмоток с $2p$-катушечными группами, какими бывают однофазные обмотки и трехфазные трехэтажные обмотки, одна катушечная группа состоит из $\frac{q}{2}$ отдельных катушек. Здесь результирующая индуктивность одной фазы обмотки равна

$$L_S = 2p\left(\frac{sq}{2c}\right)^2 2G_S. \tag{416b}$$

Реактивное сопротивление мы получаем, умножив результирующую индуктивность L_S на круговую частоту $2\pi f$. Если в согласии с уравн. (375) и сообразуясь с уравн. (375b) написать

$$X_S = \frac{4\pi f w^2}{p} l_S \Pi_0 \lambda_S, \tag{417}$$

то у обмоток

с p-катушечными группами

$$\lambda_S = \frac{G_S}{\Pi_0 l_S}, \tag{417a}$$

с $2p$-катушечными группами

$$\lambda_S = \frac{G_S}{2\Pi_0 l_S}. \tag{417b}$$

Для практических целей мы пишем, в соответствии с уравн. (376),

$$X_S = 0{,}158 \frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_S}{p} \lambda_S \text{ ом.} \tag{418}$$

Согласно сказанному в подотделах „c“ и „d“, для различных случаев вычислены и приведены в таблицах 10 — 12 коэфициенты проводимости в предположении, что обмотка состоит только из плоских катушек и диаметр якоря бесконечно велик.

Таблица 10.

Коэфициенты проводимости для однофазных обмоток.

$\frac{l_s}{\tau}$	$\frac{\xi}{A}$	λ_1	λ_g	λ_s
1,6	0,2	0,1603	0,0005	0,1608
	0,3	0,1318	0,0005	0,1323
	0,5	0,0917	0,0005	0,0922
1,8	0,2	0,1559	0,0027	0,1586
	0,3	0,1298	0,0025	0,1323
	0,5	0,0901	0,0021	0,0922
2,4	0,2	0,1478	0,0065	0,1543
	0,3	0,1259	0,0061	0,1320
	0,5	0,0903	0,0047	0,0950

У однофазных обмоток имеем $W = \frac{2\tau}{3}$ и с очень большим приближением $g_A = 0{,}2235\frac{\tau}{3}$. Величина g_W всегда меньше, чем g_A, в среднем приблизительно $g_W = 0{,}2235\frac{\tau}{4}$. Отношение $\frac{l_s}{\tau} = \frac{2A+W}{\tau}$ равно в среднем 1,8 и колеблется приблизительно в пределах 1,6 и 2,4. При этих данных мы получаем для отношений $\frac{\xi}{A} = 0{,}2$, 0,3 и 0,5 приведенные в таблице 10 коэфициенты проводимости λ_1 для самоиндуктивности, λ_g для взаимоиндуктивности и λ_s для результирующей индуктивности. Коэфициент проводимости для результирующей индуктивности мало зависит от отношения $\frac{l_s}{\tau}$ и может быть выражен посредством уравнения

$$\lambda_s \approx 0{,}200 - 0{,}216\frac{\xi}{A} \approx 0{,}2\frac{A-\xi}{A} \qquad (419a)$$

Для среднего значения $\frac{A-\xi}{A} = 0{,}75$ получается, например, $\lambda_s = 0{,}15$.

У трехфазных трехэтажных обмоток имеем $W = \frac{5}{6}\tau$ и с очень большим приближением: $g_A = 0{,}2235\frac{\tau}{6}$. Далее мы берем приближенно

$$g_W = 0{,}2235\frac{\tau}{8}.$$

В среднем здесь отношение

$$\frac{l_s}{\tau} = \frac{2A+W}{\tau} = 2{,}4$$

и колеблется приблизительно в пределах от 2,2 до 3. В сводке коэфициентов проводимости (таблица 11) коэфициенты для взаимоиндуктивности приведены разделенными на две части. λ_{g_1} соответствует той части взаимоиндуктивности, которая возникает и у трехфазной двухэтажной обмотки (ср. фиг. 261е), а λ_{g_2} соответствует остальной взаимоиндуктивности, то есть происходящей от частей *c* и *d* на фиг. 261d (ср. стр. 289). Для результирующей удельной проводимости мы можем здесь написать

$$\lambda_s \approx 0{,}300 - 0{,}300\frac{\xi}{A} = 0{,}3\frac{A-\xi}{A}. \tag{419b}$$

При среднем значении $\frac{A-\xi}{A} = 0{,}75$ получается $\lambda_s = 0{,}225$.

Таблица 11.

Коэфициенты проводимости для трехфазных трехэтажных обмоток.

$\frac{l_s}{\tau}$	$\frac{\xi}{A}$	λ_1	λ_{g_1}	λ_{g_2}	λ_s
2,2	0,2	0,2178	—0,0515	0,0771	0,2434
	0,3	0,1870	—0,0372	0,0566	0,2064
	0,5	0,1381	—0,0206	0,0317	0,1492
2,4	0,2	0,2155	—0,0148	0,0729	0,2436
	0,3	0,1860	—0,0320	0,0538	0,2078
	0,5	0,1382	—0,0175	0,0307	0,1514
3,0	0,2	0,2083	—0,0265	0,0629	0,2447
	0,3	0,1813	—0,0187	0,0477	0,2103
	0,5	0,1354	—0,0090	0,0281	0,1545

Таблица 12.

Коэфициенты проводимости для трехфазных двухэтажных обмоток.

$\frac{l_s}{\tau}$	$\frac{\xi}{A}$	λ_1	λ_{g_1}	λ_s
2,0	0,2	0,3895	—0,0608	0,3287
	0,3	0,3205	—0,0449	0,2756
	0,5	0,2193	—0,0255	0,1938
2,2	0,2	0,3810	—0,0540	0,3270
	0,3	0,3169	—0,0396	0,2773
	0,5	0,2173	—0,0223	0,1950
2,8	0,2	0,3626	—0,0362	0,3264
	0,3	0,3078	—0,0261	0,2817
	0,5	0,2219	—0,0142	0,2077

Наконец, у трехфазных двухэтажных обмоток имеем $W=\tau$ и с очень большим приближением $g_A = 0{,}2235\,\frac{\tau}{3}$. Далее мы приближенно считаем $g_W = 0{,}2235\,\frac{\tau}{4}$. Здесь имеем в среднем $\frac{l_S}{\tau} = \frac{2A+W}{\tau} = 2{,}2$; это отношение колеблется в пределах от 2,0 до 2,8. Результирующий коэфициент проводимости (ср. таблица 12) выражается уравнением

$$\lambda_S \approx 0{,}400 - 0{,}408\,\frac{\xi}{A} \approx 0{,}4\,\frac{A-\xi}{A}. \tag{419c}$$

для среднего значения $\frac{A-\xi}{A} = 0{,}75$ имеем $\lambda_S = 0{,}3$.

Когда головки обмоток согласно фиг. 262 отогнуты так, что плоскость головки образует угол γ с лобовой стенкой, то по данным экспериментальных исследований[1] в пределах

$$15^\circ < \gamma < 80^\circ \quad \text{и} \quad 0{,}2 < \frac{\xi}{A} < 0{,}6 \quad \text{(420a и b)}$$

самоиндуктивность катушечных головок при частоте переменного тока 50 пер/сек увеличивается в отношении

$$k_\gamma = \left(0{,}915 - \frac{\gamma^\circ}{144}\,\frac{\xi}{A}\right)\cdot\frac{A}{A-\xi}. \tag{420}$$

Фиг. 262. К уравн. (420).

Коэфициент k_γ учитывает также реактивное действие вихревых токов в лобовых листах, которое при 50 пер/сек. уменьшает индуктивность приблизительно на 5—15% (большие значения при меньших γ и $\frac{\xi}{A}$).

При $\frac{\xi}{A} = 0{,}25$ k_γ лежит в пределах $1{,}03 < k_\gamma < 1{,}18$, а при $\frac{\xi}{A} = 0{,}5$ в пределах $1{,}27 < k_\gamma < 1{,}73$, что соответствует $80^\circ > \gamma > 15^\circ$.

Так как взаимоиндуктивность обычно составляет только небольшую долю самоиндуктивности, то мы можем считать, что при отогнутых катушечных головках результирующая индуктивность изменяется так же, как самоиндуктивность, и написать для коэфициента проводимости при отогнутых катушечных головках с учетом вихревых токов в лобовых стенках

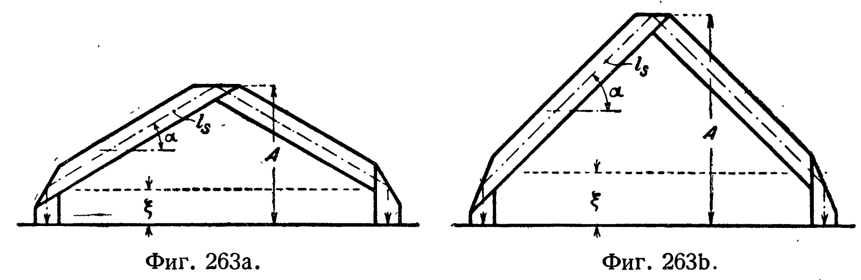
$$\lambda_{S\gamma} = k_\gamma \lambda_S. \tag{421}$$

f) Результирующий коэфициент проводимости у *m*-фазно питаемых якорных обмоток постоянного тока (двуслойных обмоток).

Приведенные в подотделах „а" — „е" рассуждения относительно лобового рассеяния действительны также для однофазно- и многофазно питаемых якорных обмоток постоянного тока, у которых лобовые соединения расположены в два слоя на поверхности

[1] Исполненных Вейсхеймером (H. Weissheimer) в Эл. институте Высшей технической школы в Карлсруэ в качестве дипломной работы.

якоря. Нам и здесь надо различать полезный лобовой поток и лобовой поток рассеяния, причем границы между ними мы опять отметим линией, проходящей параллельно к лобовой поверхности якоря на расстоянии ξ от нее. Однако вычисление лобовой индуктивности наталкивается здесь на трудности, заключающиеся в том, что головка обмотки имеет треугольную форму и что, вдобавок, при однофазном питании ширина фазовой зоны относительно велика. Поэтому проделаны были опыты [1] на моделях якорных обмоток постоянного тока для нахождения коэфициентов проводимости λ_s, которые надо подставить в уравн. (417) или (418), чтобы получить реактивное сопротивление одной ветви.



Фиг. 263a. Фиг. 263b.

Катушечные головки моделей обмотки; масштаб 1 : 4. [Ср. уравн. (422)].

При этих исследованиях обмотки, изготовленные из цинковых полос, развернуты были в плоскость (бесконечно большой диаметр якоря), а лобовые поверхности статора и ротора заменены были простыми листовыми плитами, которые были магнитно связаны по концам обмоток. Обмотки состояли из диаметральных витков с представленными на фиг. 263a и b формами головки катушки. Они питались постоянным током, причем токи в отдельных ветвях обмотки подбирались так, что соответствовали мгновенным значениям переменных токов при максимальном значении тока в рассматриваемой фазе обмотки. Индуктивность измерялась баллистическим методом посредством импульса тока в пробной катушке, форма которой была согласована с формою обмоточных головок с расстоянием ξ от лобовой поверхности, причем пробная катушка крепко прижималась к обмотке. Получившиеся коэфициенты проводимости λ_s, которые надо подставить в уравн. (418), чтобы получить реактивное сопротивление лобовых соединений одной ветви с w последовательно соединенными витками, можно представить в виде приближенного уравнения

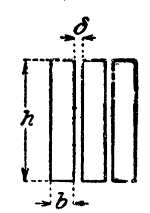
$$\lambda_s \approx 0{,}135\left(1 - 1{,}43\,\frac{\xi}{A}\right) m^{\frac{2}{3}} \tag{422}$$

для обмоток с углами наклона α в пределах от 30 до 45° (ср. фиг. 263a и b) при $0{,}15 \leqslant \frac{\xi}{A} \leqslant 0{,}6$ и числе фаз $1 \leqslant m \leqslant 12$. Напри-

[1] Дипломные работы Гайзера (K. Gaiser) и Ниппольда (M. Nippold).

мер, при $\frac{\xi}{A} = 0{,}25$ и однофазном питании $(m = 1)$ получается $\lambda_S = 0{,}09$, при трехфазном $(m = 3)$ $\lambda_S = 0{,}18$ и при шестифазном $(m = 6)$ $\lambda_S = 0{,}29$.

g) Взаимоиндуктивность и результирующая индуктивность у катушек с узким сечением сторон. Взаимоиндуктивность между двумя катушками, у которых витки расположены параллельно, а размеры и взаимные растояния сторон малы по сравнению со средними длинами их витков, можно свести к взаимоиндуктивности между двумя параллельными линейными контурами тока с тою же среднею длиною витка, расстояние между которыми равно среднему „геометрическому расстоянию" между обоими сечениями катушечных сторон [Л. 114]. При квадратных или круглых сечениях катушечных сторон можно это среднее геометрическое расстояние приближенно заменить расстоянием между серединами сторон катушек. Но при узких сечениях сторон такой простой способ расчета недопустим. Так, например, при подставленных на фиг. 264 сечениях сторон катушек получилась бы взаимоиндуктивность между смежными катушками, превышающая самоиндуктивность одной катушки $[b + \delta < 0{,}2235(h + b)]$. Чтобы в таких практически важных случаях обойтись без сложного определения геометрического расстояния между сечениями двух сторон катушек, мы сведем вычисление взаимоиндуктивности к вычислению самоиндуктивностей.



Фиг. 264. Сечение катушечной стороны у группы из $\mu = 3$ отдельных катушек.

В основу наших рассуждений положим катушечную группу с μ одинаковыми отдельными катушками, стороны которых имеют прямоугольное сечение и расположены рядом на относительно небольших между собою расстояниях (фиг. 264, где $\mu = 3$). Через L_1 обозначим самоиндуктивность отдельной катушки, через L_m — самоиндуктивность m лежащих рядом, соединенных последовательно отдельных катушек и через M_n — взаимоиндуктивность между k-ой и $(k+n)$-ой катушками из числа расположенных рядом. Тогда при последовательном соединении $m = 2, 3, \ldots \mu$ отдельных катушек

$$\left.\begin{aligned} L_2 &= 2L_1 + 2M_1, \\ L_3 &= 3L_1 + 4M_1 + 2M_2, \\ &\cdots\cdots\cdots \\ L_\mu &= \mu L_1 + 2(\mu - 1) M_1 + 2(\mu - 2) M_2 + \ldots + 2M_{\mu-1}; \end{aligned}\right\} \quad (423)$$

отсюда для взаимоиндуктивности получается

$$\left.\begin{aligned} M_1 &= \frac{L_2 - 2L_1}{2} \\ M_2 &= \frac{L_3 - 2L_2 + L_1}{2} \\ M_3 &= \frac{L_4 - 2L_3 + L_2}{2} \\ &\cdots\cdots\cdots \\ M_{\mu-1} &= \frac{L_\mu - 2L_{\mu-1} + L_{\mu-2}}{2} \end{aligned}\right\} \quad (424a)$$

или

$$M_n = \frac{L_{n+1} - 2L_n + L_{n-1}}{2}, \qquad (424b)$$

где значения L можно очень точно вычислить по известным формулам, на основании средней длины витка и периметра сечения стороны катушки при $n+1$, n и $n-1$ сторонах отдельных катушек и небольшом расстоянии δ (ср. фиг. 264).

Индуктивность отдельной катушки в группе из μ катушек равна тогда

$$L = L_1 + \sum M, \qquad (425)$$

где $\sum M$ означает сумму всех взаимоиндуктивностей между рассматриваемой и всеми остальными $\mu - 1$ катушками. Так, например мы получаем при $\mu = 3$ катушках в одной катушечной группе для каждой из обеих крайних катушек

$$L = L_1 + M_1 + M_2 = \frac{L_3 - L_2 + L_1}{2} \qquad (425a)$$

а для внутренней катушки

$$L = L_1 + 2M_1 = L_2 - L_1. \qquad (425b)$$

Для среднего значения всех μ катушек одной катушечной группы, на основании которого мы будем вести вычисление в отделе III В 9, получается простая формула

$$L_{\text{mit}} = \frac{L_\mu}{\mu}, \qquad (426)$$

где L_μ означает самоиндуктивность всей катушечной группы с μ отдельными катушками.

Для круглых катушек со средней длиною витка U, периметром сечения катушки u и числом витков w можно пользоваться эмпирической формулой Корндерфера (Korndörffer) [Л. 116 и 117]

$$L = 1{,}8\, w^2 U \sqrt{\frac{U}{u}}\, 10^{-9} \text{ H}, \qquad (427)$$

в которую надо длины вводить в сантиметрах. Эта формула справедлива для области

$$3u < U < 10u, \qquad (427a)$$

при круглых катушках она очень точна, а приближенно точна и для катушек некруглых.

Для вычисления самоиндуктивности L_m расположенных рядом m отдельных катушек, имеющих каждая s витков, следует в уравн. (427) положить $w_m = ms$ и (фиг. 264) считать u равным

$$u_m = 2\,[h + mb + (m - 1)\,\delta] \qquad (428a)$$

Тогда уравн. (424b) принимает вид

$$M_n = 0{,}9 s^2 U^{1,5} \left\{ \frac{(n+1)^2}{\sqrt{u_{n+1}}} - \frac{2n^2}{\sqrt{u_n}} + \frac{(n-1)^2}{\sqrt{u_{n-1}}} \right\} \cdot 10^{-9} \text{ H}, \qquad (428)$$

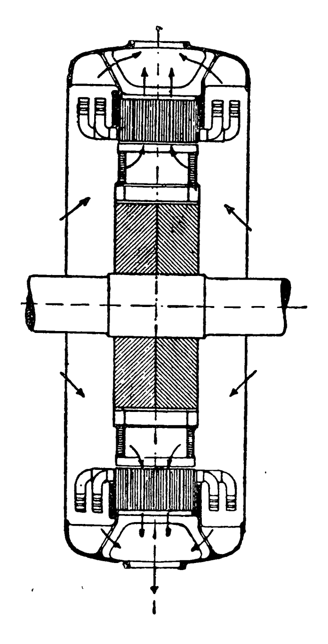
где длины надо подставлять в сантиметрах. Для среднего значения индуктивности всех μ катушек одной катушечной группы получается тогда по уравн. (426)

$$L_{mit} = 1{,}8\mu s^2 U \sqrt{\frac{U}{2[h + \mu b + (\mu - 1)\delta]}}\, 10^{-9}\ \text{H}. \tag{429}$$

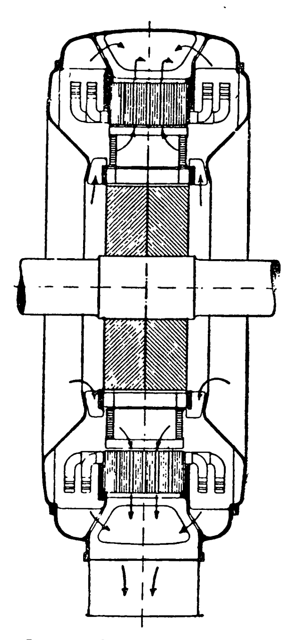
N. Вентиляция.

1. Виды вентиляции.

По „Правилам для оценки и испытания электрических машин союза германских электротехников (REM VDI)“ различаются три главных конструктивных типа электрических машин: открытый, защищенный и закрытый.



Фиг. 265. Открытая машина.



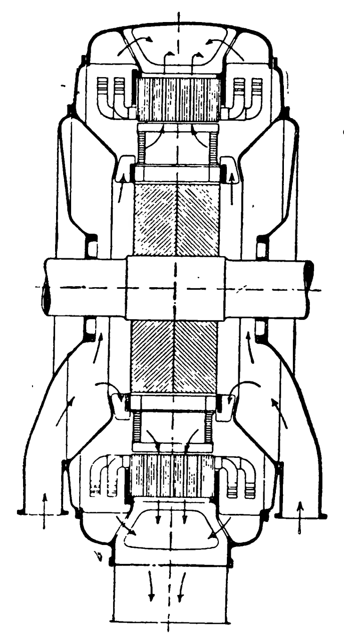
Фиг. 266. Защищенная машина.

Машины малой и средней величины обычно выполняются открытыми; такая синхронная машина представлена, в виде примера, на фиг. 265. Тут почти все токонесущие и внутренние вращающиеся части для прикосновений доступны.

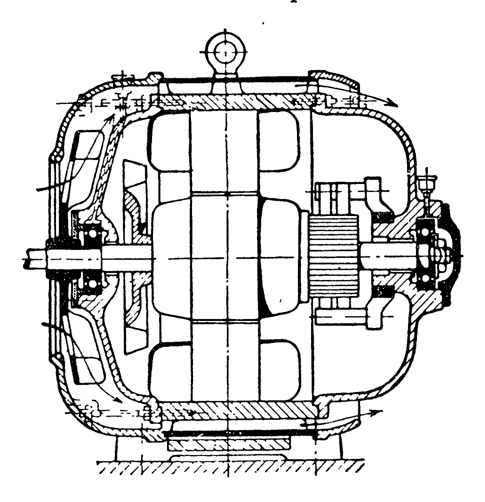
При защищенном типе исполнения (фиг. 266) затруднена возможность прикоснуться случайно или по небрежности к токонесущим и внутренним вращающимся частям, затруднено также проникновение в машину посторонних тел. Охлаждающий воздух поступает в машину непосредственно из окружающего помещения и уходит из нее либо снова непосредственно в окружающую среду, либо по особым вентиляционным трубам во внешнюю атмосферу

(см. патрубок на фиг. 266). При такой конструкции к вращающейся части машины пристраивают обычно небольшие вентиляторы, как это показано на фиг. 266. Защищенные машины строятся и так, что они защищены от капежа (водяных капель сверху) или брызг и дождя. В первом случае предотвращено проникновение в машину вертикально падающих капель, во втором — водяных капель и струй любого направления.

У закрытых со всех сторон машин различаются в основном четыре формы исполнения. У закрытой машины с патрубками (фиг. 267) как подводимый к машине, так и отводимый от нее воздух канализуются по особым трубам; если одна из этих труб отсутствует, то машина считается всего лишь защищенной. Закрытые машины с охлаждающей рубашкой вентилируются с помощью собственного вентилятора, который гонит охлаждающий воздух сквозь рубашку. Такая конструкция представлена, например, на фиг. 268 [ср. также Л 122]. У закрытых машин с водяным охлаждением текущая вода не соприкасается непосредственно с токонесущими и внутренними вращающимися частями машины. У машин герметически закрытых теплота от наружной поверхности отводится только лучеиспусканием и естественной конвекцией. Как на специальный тип укажем еще на машины с защитой от взрыва, с кожухами, которые выдерживают взрыв газа внутри машины и не дают ему распространиться в среде [Л 126].



Фиг. 267. Закрытая машина с патрубками.



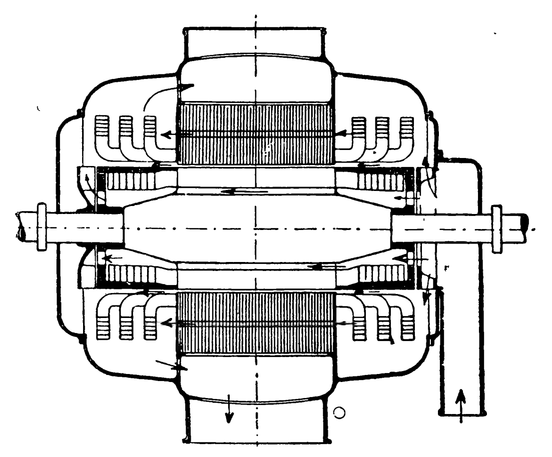
Фиг. 268. Закрытая машина с охлаждением рубашки, конструкция S. S. W.

У большинства электрических машин малой и средней мощности, а также у тихоходных крупных машин предпочтение отдается радиальной вентиляции, при которой охлаждающий воздух проходит главным образом радиально сквозь узкие каналы между отдельными пакетами листов якоря (ср. фиг. 265—267). Реже применя-

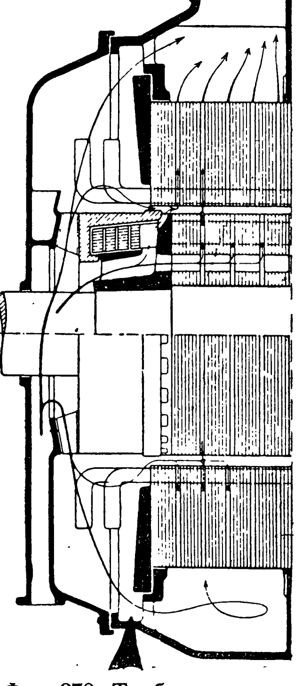
ется чисто аксиальная вентиляция, в виде примера представленная на фиг. 269 для турбогенератора заводов Сименс-Шуккерт. Тут воздух нагнетается вентилятором с правой стороны ротора, сквозь осевые каналы статора, и засасывается вентилятором с левой стороны ротора сквозь осевые каналы ротора. У длинных машин охлаждающий воздух подводится с обеих сторон машины и затем проходит через один широкий или несколько узких радиальных вентиляционных каналов по середине машины [Л 123].

У крупных машин, особенно у турбогенераторов, наряду с внутренним подводом воздуха к ротору и статору, как на фиг. 270, применяется при радиальной вентиляции отчасти также наружный подвод воздуха к статору.

На фиг. 271 представлена машина с внутренним подводом воздуха к ротору и как с



Фиг. 269. Закрытая машина с аксиальной вентиляцией, фирмы S. S. W.

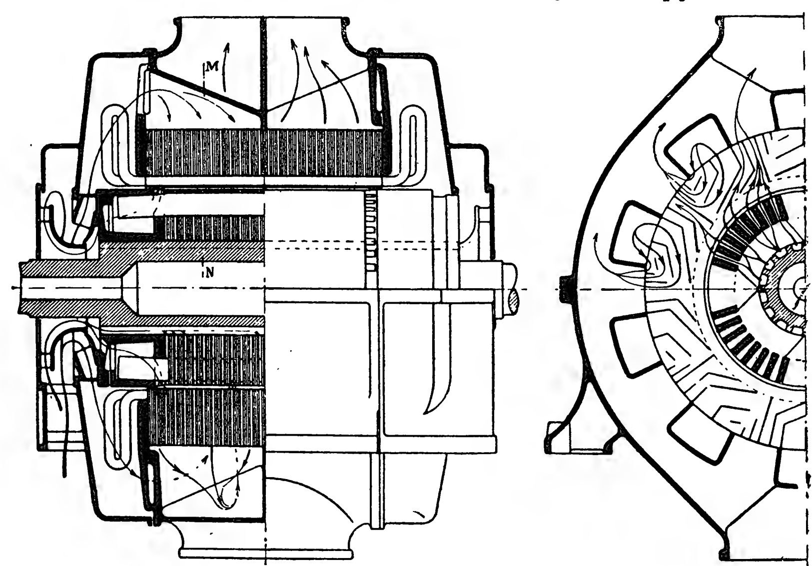


Фиг. 270. Турбо-генератор с радиальной вентиляцией. Внутренний подвод воздуха к ротору и статору. Фирма S. S. W.

внутренним, так и с наружным подводом воздуха к статору; такие машины строят, например, фирмы A. E. G. и B. B. C. Здесь охлаждающий воздух отчасти засасывается ротором сквозь осевые каналы в валу и нагнетается наружу сквозь радиальные вентиляционные каналы в роторе и статоре. Вентилятор (на фиг. 271 слева) нагнетает воздух через особые камеры корпуса у наружной поверхности статора и через радиальные каналы статора, которые воздух покидает в свободных местах поверхности статора. Направляющие листы в радиальных вентиляционных каналах статора (ср. поперечный разрез на фиг. 271) разобщают пути внутреннего и наружного подвода воздуха. Корпус такого статора, имеющего отчасти внутренний, отчасти наружный подвод воздуха, представлен на фиг. 272.

При очень большой длине машины рекомендуется сочетать радиальную вентиляцию с осевой, причем к статору можно подво-

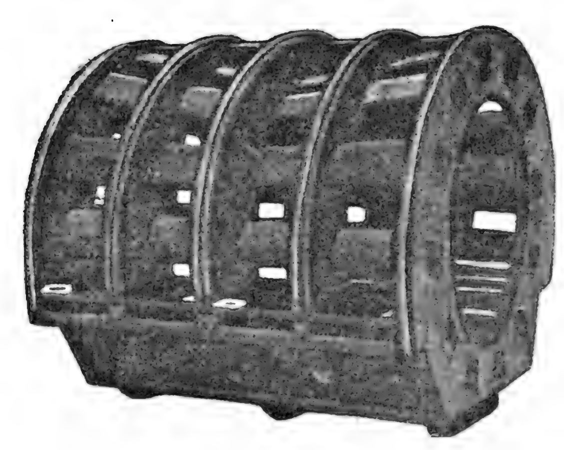
дить воздух отчасти изнутри, отчасти снаружи, как это на фиг. 273 представлено для одного турбогенератора A. E. G. Здесь тоже надлежит различать в корпусе две камеры, как на фиг. 271, в соответствии с подводом охлаждающего воздуха к наружной поверх-



Фиг. 271. Турбо-генератор с радиальной вентиляцией. Внутренний подвод воздуха к ротору, внутренний и наружный подвод воздуха к статору. Фирмы A. E. G. и B. B. C.

ности листовых пакетов и с отводом его. Корпус в этом случае имеет примерно представленную на фиг. 272 форму.

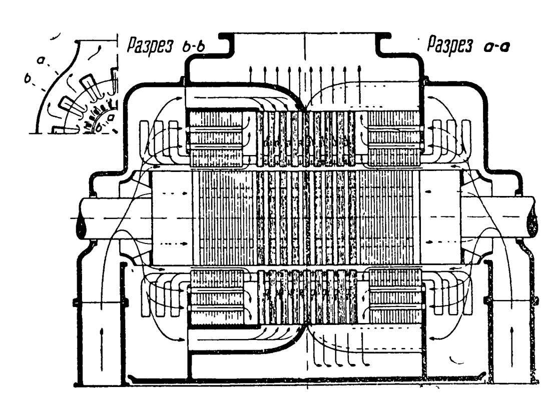
Для отвода выделяющейся в больших машинах теплоты нужны большие количества охлаждающего воздуха. Так, например, турбогенератор мощностью 30 000 kW с коэфициентом полезного действия 0,96 требует охлаждающего воздуха в количестве около 38 m^3/sec [уравн. (460с)], если воздух, проходя через машину, нагревается на 30°C. Это соответствует часовому количеству охлаждающего воздуха около 150 тонн — больше, чем весит сам генератор. При таком огромном количестве воздуха, ежечасно проходящем через машину, малейшее содержание пыли в воздухе может повлечь за собою в сравнительно короткое время загрязне-



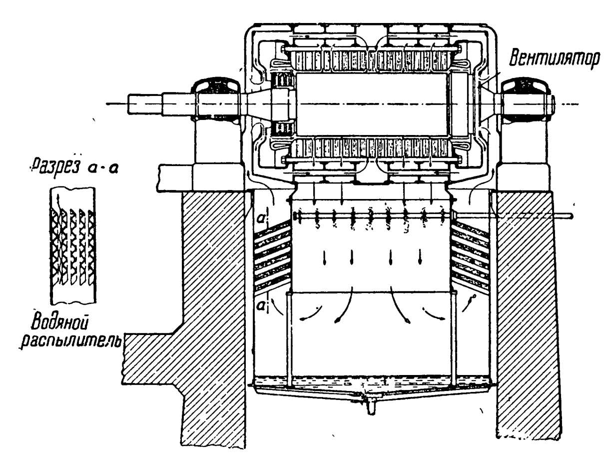
Фиг. 272. Литой корпус турбо-генератора (20000 kVA), фирмы AEG с внутренним и наружным подводом воздуха к статору (ср. фиг. 271).

ние или засорение воздушных каналов, препятствующее отводу тепла. Поэтому у больших быстроходных машин необходимо тщательно очищать охлаждающий воздух в фильтрах перед впуском его в машину.

Еще более действительным средством против отложений пыли в машине является введенный в недавнее время метод вентиляции по способу замкнутого цикла, т. е. пропуск охлаждающего воздуха сквозь машину и холодильник без подвода свежего воздуха. При такой вентиляции становится также значительно меньше опасность воспламенения обмотки, потому что непрерывный приток свежего воздуха уже не может тогда питать начавшееся горение. Выделяющееся в машине тепло можно при этом отчасти утилизировать при посредстве охлаждающего устройства, пользуясь им для подогрева питательной воды, подводимой к паровому котлу. На фиг. 274 показана установка фирмы GEC, выполненная по способу замкнутого цикла [Л 127]. Выходящий из генератора нагретый воздух проходит через водяной распылитель. Вследствие этого он охлаждается, затем просушивается посредством водоотделителя и снова подводится к генератору.



Фиг. 273. Турбо-генератор фирмы A. E. G. с аксиальной и радиальной вентиляцией.



Фиг. 274. Турбо-генератор с замкнутым циклом охлаждающего воздуха.

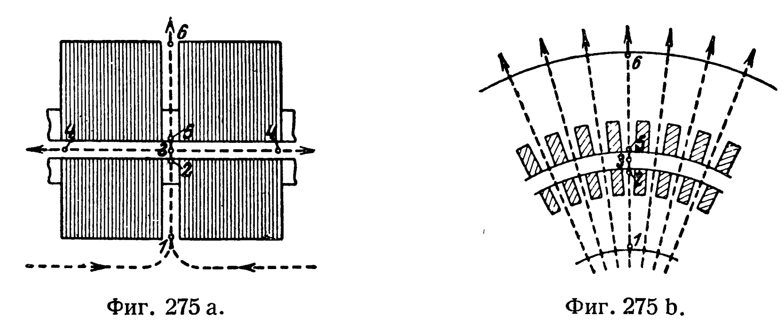
Подводимое к распылителю количество воды можно отрегулировать так, чтобы поддерживать неизменной температуру машины продолжительно и независимо от нагрузки; тогда невозможны деформации конструктивных частей и обмотки под воздействием колебаний температуры, что значительно повышает надежность эксплоатации.

Дальнейшие стремления конструкторской мысли преследуют цель замены охлаждающего воздуха газом, обладающим большею охлаждающею способностью и меньшим трением, нежели воздух, и не способным поддерживать горение [Л 146].

В недавнее время начали также применять к большим генераторам водяное охлаждение, ранее применявшееся только к двигателям для привода шахтных насосов. Так, например, водою охлаждаются построенные фирмою Шнейдер и К° в Крезо генераторы мощностью по 40 000 kVA, 1500 об/мин на крупной станции Женневилье близ Парижа [Л 125, стр. 512]. [Р 30].

2. Вычисление потока воздуха.

Вычисление скорости воздуха в отдельных каналах машины весьма затруднительно. Отдельные сопротивления, на которые воздух наталкивается, проходя через различные части машины, поддаются сколько-нибудь точному вычислению только отчасти, для вычисления же остальной части сопротивлений, возникающих, главным образом, при радиальной вентиляции, нет в распоряжении достаточного опытного материала. Между тем именно эти части отдельных сопротивлений обычно составляют наибольшую долю



Фиг. 275 a. Фиг. 275 b.

Движение воздуха в продольном и поперечном сечении радиально вентилируемой машины.

в общем сопротивлении, оказываемом воздушному потоку. Приходится покамест распространять результаты, найденные у исполненных машин, на проектируемые машины сходного исполнения. Чтобы облегчить эту задачу, мы изложим ниже основной ход вычисления воздушного потока при радиальной вентиляции и приведем опубликованный числовой материал для вычисления отдельных сопротивлений. Эти рассуждения относятся также к осевой вентиляции, так как при этой последней лишь отсутствуют отдельные сопротивления, специфичные для радиальной вентиляции.

Вращающуюся часть электрической машины можно уподобить вентилятору. У машин с внешними полюсами и асинхронных машин вентиляционные каналы, получающиеся вследствие подразделения якоря на отдельные пакеты, имеют такую же форму, как у центробежного вентилятора. Распорки между отдельными пакетами, и выступающие из впадин части обмотки являются как бы лопатками, обычно, в данном случае, радиальными. У машин с внутренними полюсами индуктор представляет собой более или менее совершенное рабочее колесо центробежного вентилятора; радиальные в основном стенки обмотанных полюсов играют здесь роль лопаток.

Основной вид воздушного потока в машине с радиальными вентиляционными каналами изображен на фиг. 275a и b. Воздух через *1* входит в ротор, проходит по пути *1—2* через вентиляционный канал ротора и разветвляется в *3*. Одна часть проходит по *5* и *6* через радиальный вентиляционный канал статора, обе другие части уходят в стороны наружу через воздушный зазор в *4*.

В технике вентиляции принято выражать разность давлений высотою столба перемещаемого воздуха (или жидкости) создающего ту же разность давлений. Обозначим через u_1 и u_2 окружные скорости на внутреннем и внешнем диаметре вентилятора (фиг. 276), через c_1 и c_2—абсолютные, через v_1 и v_2 — относительные скорости входа и выхода и через g—ускорение силы тяжести. Тогда теоретическая высота давления [Л 89, II, стр. 553] равна

$$H = \frac{1}{2g}(u_2^2 - u_1^2 + c_2^2 - c_1^2 + v_1^2 - v_2^2), \qquad (430')$$

или, после простого тригонометрического преобразования,

$$H = \frac{1}{g}(u_2 c_{u_2} - u_1 c_{u_1}), \qquad (430)$$

Фиг. 276. Вентилятор.

где c_{u_2} и c_{u_1} представляют собой совпадающие по направлению с соответственными окружными скоростями u_2 и u_1 составляющие абсолютных скоростей c_2 и c_1. Высоту давления часто приводят к водяному столбу (при 4°C). Если обозначить приведенную к водяному столбу высоту давления через H_{WS}, то

$$H_{WS} = sH \qquad (431)$$

Фиг. 277. Треугольник при выходе у ротора с радиальными «лопатками».

где s означает удельный вес перемещаемого воздуха (или жидкости). Например мы получаем H_{WS} в mm водяного столба = kg/m², подставив s в kg/m³ и H в m (то-есть скорость в m/sec и ускорение силы тяжести в m/sec²). В нижеследующем мы будем приводить высоту давления к столбу перемещаемого воздуха [уравн (430) и (430')], потому что в формулах, которые нам предстоит вывести, удельный вес все равно исчезает. [1]

Уравн. (430) и (430') предполагают безударный вход воздуха, если для v_1 введена относительная скорость, находить которую следует по входному сечению и углу лопаток, а для c_1 соответственная абсолютная скорость, получающаяся из „треугольника при входе". Однако вообще абсолютная скорость перед колесом не совпадает с абсолютною скоростью, которая получается из треугольника при входе, а поэтому в уравн. (430) надо для c_{u_1} вводить тангенциальную составляющую абсолютной скорости, которую воздух имеет **перед** входом в колесо. Но эта составляющая в среднем равна нулю, когда отсутствуют особые направляющие устройства и когда

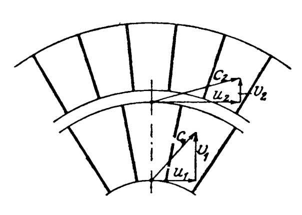
[1] Для потерь давления вследствие трения это не совсем справедливо, но эти потери зато весьма малы по сравнению с остальными.

подвод воздуха распределен сколько-нибудь симметрично по периметру входа. Вследствие этого произведение $u_1 c_{u_1}$ исчезает в уравн. (430). Так как далее воздух покидает вращающуюся часть электрической машины радиально по отношению к ней (фиг. 277), то $c_{u_2} = u_2$, и мы получаем

$$H = \frac{u_2^2}{g}. \tag{432}$$

Здесь u_2 означает окружную скорость тех мест вращающейся части, где воздух относительно нее несомненно движется еще радиально.

Количество воздуха, перемещаемое вентилятором, устанавливается таким, чтобы высота нагнетания по уравн. (432) как раз оказывалась достаточной для преодоления сопротивлений, встречаемых воздухом при прохождении через машину. Эти сопротивления вообще слагаются из трех сопротивлений, которые возникают на пути воздуха через ротор и статор, и из сопротивления в подводящем и отводящем каналах. Последние в большинстве случаев малы по сравнению с сопротивлениями внутри машины.



Фиг. 278. Ротор с радиальными «лопатками» и статор с радиальными направляющими листами.

Сумму сопротивлений можно вообще разложить на составную часть S, не зависящую от перемещаемого в единицу времени количества воздуха V, и возрастающую вместе с V составную часть $f(V)$, так что мы можем написать

$$S + f(V) = \frac{u_2^2}{g}. \tag{433}$$

Вместо перемещаемого количества V можно также ввести скорость в каком-либо месте, например — относительную скорость v_2 при выходе из вращающейся части; тогда

$$V = f_2 v_2, \tag{434}$$

где f_2 означает сечение, перпендикулярно пронизываемое воздухом со скоростью v_2.

Величина S в уравн. (433), от V не зависящая, содержит потери от удара в направлении окружности при входе в ротор и при переходе из ротора в статор:

$$S = S_1 + S_2. \tag{435}$$

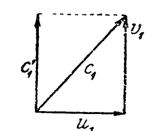
Ротор у электрических машин можно обычно рассматривать как вентилятор, снабженный одними только радиальными лопатками. Вход мог бы совершаться без удара в том лишь случае, если бы воздух к ротору подводился с показаной на фиг. 278 скоростью c_1, например, через направляющие устройства. В действительности он подводится в направлении, нормальном к u_1 со скоростью $c_1' = v_1$. Ему приходится, следовательно, при входе в ротор через его „ло-

патки“ внезапно перейти от этой скорости (c_1' на фиг. 279) к большей скорости c_1 безударного входа. При этом возникает потеря давления, которую можно считать равною

$$S_1 = k\frac{u_1^2}{2g}. \tag{435a}$$

Это уравнение соответствует общим положениям гидравлики касательно внезапного изменения скорости по направлению и величине; в гидравлике вообще относят к потерям определенную долю скоростного напора, определяемую геометрической разностью между скоростями до и после внезапного изменения. Эту долю [k в уравн. (435a)] можно в данном случае считать равной 1. Для u_1 нужно при этом подставлять окружную скорость, с которой в среднем воздух внезапно охватывается конструктивными частями ротора.

Совершенно такая же потеря от удара происходит при переходе воздуха из ротора в статор. Статор имеет главным образом радиальные каналы. Но воздух поступает в него с тангенциальной составляющей $c_{u_2} = u_2$ (фиг. 278 и 277), которую и здесь надо считать в виду более или менее резкого отклонения, потерянной. Здесь потеря от удара равна



Фиг. 279.

$$S_2 = k\,\frac{u_2^2}{2g}, \tag{435b}$$

где $k \approx 1$.

В связи с уравн. (435, 435a и b) уравн. (433) принимает вид:

$$f(V) = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}, \tag{436}$$

если положить $k = 1$. Таким образом, правая часть этого уравнения выражает в нашем случае радиальных лопаток ту высоту напора которая необходима для преодоления изменяющихся вместе с V потерь, так что при применении уравн. (436) уже нельзя учитывать потери от удара в направлении окружности при входе в ротор и в статор.

Потери давления, зависящие от V, слагаются из потерь на трение в каналах и потерь на изменение скорости:

$$f(V) = \sum K + \sum Z. \tag{437}$$

В этом уравнении K означают потери давления от трения в отдельных, последовательно соединенных каналах, а Z — „отдельные сопротивления“, возникающие при изменении скорости, будь то изменение величины или направления.

Для потерь давления от изменения скорости мы можем написать

$$\sum Z = \sum \zeta\frac{v^2}{2g} \tag{438}$$

Здесь ζ — не имеющие размерности числа, зависящие от рода изменения скорости, приводимые ниже [Л 129]:

1. Перемена направления в канале:

при резком угле поворота 90°:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{круглое или квадратное сечение канала} & \zeta = 1{,}5 \\ \text{прямоугольное сечение канала} & \zeta = 2{,}0 \\ \text{при угле поворота в } 135^\circ & \zeta = 0{,}2 \end{array}\right\} \qquad (438a)$$

Если переход между обеими частями колена имеет форму дуги, радиус кривизны которой не меньше пятикратной внутренней ширины канала, то можно считать $\zeta = 0$.

2. При внезапном изменении сечения от f_n до f_{n+1} (фиг. 280) в уравн. (438) надо подставлять

$$\zeta v^2 = (v_n - v_{n+1})^2 = \left(\frac{f_{n+1}}{f_n} - 1\right)^2 v_{n+1}^2 = \left(1 - \frac{f_n}{f_{n+1}}\right)^2 v_n^2 . \qquad (438b)$$

Если изменение сечения происходит постепенно, то обычно можно считать $\zeta = 0$.

3. Для решетки с отношением

$$\frac{\text{Свободная поверхность решетки}}{\text{Общая поверхность решетки}} \left\{\begin{array}{ll} \text{равном } 0{,}5 & \zeta = 1{,}5 \\ \text{равном } 0{,}2 & \zeta = 2{,}0 \end{array}\right\} \qquad (438c)$$

Для проволочных сеток можно считать $\zeta = 0{,}6$, если отношение свободной поверхности сетки к общей поверхности ее равно или больше 0,6. Такие же процессы, как при решетке, происходят в электрических машинах при переходе охлаждающей среды из ротора в статор, потому что каналы статора перегорожены проходящими сквозь них частями обмотки и головками зубцов. Кроме обусловленных этим потерь давления, обычно возникают еще другие потери вследствие подпора. У машин с внешними полюсами, например, отверстия в вентиляционных каналах ротора располагаются попеременно то против поверхностей полюсных наконечников, то против междуполюсных промежутков; у машин с внутренними полюсами ширина приходящегося на каждое полюсное деление выходного отверстия вращающейся части (индуктора) составляет незначительную долю полюсного деления, так что воздух подводится только к небольшой части поверхности статора. В первом случае (машины с внешними полюсами) подпор возникает в роторе, во втором случае (машины с внутренними полюсами) — в статоре. Обусловленные им потери давления вероятно образуют наибольшую часть потерь. К сожалению, вычислить их заранее нельзя за отсутствием опытных числовых данных.

Фиг. 280. Резкое изменение сечения в канале.

Потери давления от трения в канале длиною l при неизменном сечении можно выразить через

$$K = \varkappa l, \qquad (439)$$

где $\varkappa$ означает не имеющую размерности величину. Согласно экспериментальным данным для **воздуха** при температуре около 50° С [Л 129]

$$\varkappa = 5{,}6 \frac{v^{1{,}924}}{(2r)^{1{,}281}}, \tag{439a}$$

где относительную скорость v надо выражать в m/sec, а гидравлический радиус r свободного сечения канала – в mm. Этот радиус при круглом сечении канала равен внутреннему радиусу; при других формах сечения его надо вычислять по уравн. (462a), стр. 322. Для узких каналов шириною o имеем $r \approx o$.

По уравн. (439a) $\varkappa$ приблизительно пропорциональна квадрату скорости. Мы можем, поэтому, при тех скоростях, которые практически встречаются при вентиляции электрических машин, выразить потери давления от трения, наподобие отдельных потерь Z в уравн. (438), через

$$\sum K \approx \sum \zeta \frac{v^2}{2g}. \tag{440}$$

Тогда по уравн. (439) и (439a) получается

$$\zeta = \frac{4{,}8}{(2r)^{1{,}281}}\, l, \tag{440a}$$

где r надо выражать в cm и l в m. Числовой коэфициент при этом выбран так, что при $v = 10$ m/sec получается точное экспериментально найденное значение ζ. В частности мы получаем

$$\left.\begin{array}{lll} \text{при } r = 0{,}5 \text{ cm} & & \zeta = 4{,}8\, l \\ \quad\text{„}\;\; r = 1{,}0 & \text{„} & \zeta = 1{,}8\, l \\ \quad\text{„}\;\; r = 2{,}0 & \text{„} & \zeta = 0{,}8\, l \end{array}\right\} \tag{440b}$$

где l надо подставлять в m.

Уравнение (436) мы можем теперь, приняв во внимание уравн. (437), (438) и (440), представить в виде

$$\underline{\sum \zeta v^2 = u_2^2 - u_1^2}, \tag{441}$$

где левая часть содержит все потери давления, за исключением потерь от удара на окружности.

Если воздушные пути не разветвляются, то можно в этом уравнении заменить каждое v через $\frac{V}{f}$, причем V в силу непрерывности повсюду одинаково, а f означает сечение, которым определяется скорость в данном месте. Отсюда получается

$$V = \sqrt{\frac{u_2^2 - u_1^2}{\sum \frac{\zeta}{f^2}}}. \tag{442}$$

Если применены **направляющие устройства** (в направлении c_1 на фиг. 279), подводящие воздух к ротору безударно, то

вместо уравн. (432) для теоретической высоты давления нужно ввести уравнение

$$H_L = \frac{u_2^2 - u_1^2}{g}. \tag{432a}$$

Так как теперь в уравн. (435a) $k = 0$, то уравн. (442) принимает вид

$$V_L = \sqrt{\frac{u_2^2 - 2u_1^2}{\sum \frac{\zeta}{f^2}}}. \tag{442a}$$

Иными словами, применение направляющих устройств при радиальных лопатках ротора влечет за собою уменьшение перемещаемого количества и отнесенной к перемещаемому количеству вентиляционной мощности, то есть теоретической высоты давления.

Иначе обстоит дело, когда ротор снабжен особой, сконструированной для безударного входа, „улавливающей" системой лопаток. Система это должна была бы иметь то направление, которое складывается из абсолютной скорости подвода воздуха (c_1' на фиг. 279) и взятой с отрицательным знаком окружнойс корости u_1. Тогда получается

$$H_l' = \frac{u_2^2}{g}, \tag{432b}$$

но k в уравн. (435a) снова равно 0 и вместо уравн. (442) получается

$$V_L' = \frac{u^2}{\sqrt{\sum \frac{\zeta}{f^2}}}. \tag{443b}$$

Здесь количество воздуха увеличивается при той же, отнесенной к перемещаемому количеству, вентиляционной мощности, как в первом случае [уравн. (432)].

Вообще воздушные пути в машинах разветвляются. Если при таких условиях выразить подведенное к ротору количество воздуха у машин без направляющих устройств [ср. уравн. (442)] через

$$V = \sqrt{\frac{u_2^2 - u_1^2}{\sum R}}, \tag{443}$$

то величины R означают сопротивления отдельных, последовательно соединенных групп с любым количеством параллельных ветвей. Если принять во внимание, что в параллельно соединенных ветвях должна происходить та же потеря давления и что сумма количеств воздуха на параллельно соединенных путях должна быть равна общему количеству воздуха V, то для отдельных R при n параллельных воздушных путях получается

$$R = \left(\frac{1}{\sum_{\nu=1}^{n} \frac{1}{\sqrt{r_\nu}}} \right)^2, \tag{444}$$

где

$$r_\nu = \sum \frac{\zeta}{f^2} \tag{444a}$$

означает сумму сопротивлений в ν-ом из числа n параллельно соединенных воздушных каналов. Перемещаемое через этот канал количество воздуха равно

$$V_\nu = V\sqrt{\frac{R}{r_\nu}} = \frac{V}{\sqrt{r_\nu}\sum\limits_{\nu=1}^{n}\frac{1}{\sqrt{r_\nu}}}, \tag{444b}$$

откуда получается скорость воздуха в данном месте, если разделить эту величину на сечение канала.

Перемещаемое в единицу времени количество воздуха и пропорциональная ему скорость в каналах возрастают согласно уравн. (443) пропорционально числу оборотов и обратно пропорционально корню квадратному из суммы сопротивлений. Возникающие разности давлений пропорциональны квадрату числа оборотов.

Если для скорости воздуха в том месте, где он покидает канал ротора с сечением f_2 (в месте *2* на фиг. 275a и b), написать

$$v_2 = \sqrt{\frac{u_2^2 - u_1^2}{\xi}}, \tag{445}$$

то по уравн. (443)

$$\xi = f_2^2 \sum R \tag{445a}$$

означает не имеющий размерности, приведенный к скорости воздуха v_2 коэфициент сопротивления, который соответствует общим потерям давления, за исключением потерь от удара на окружности, и в отдельных случаях может быть определен экспериментально.

Таблица 13.

Экспериментально найденные коэфициенты сопротивления при радиальной вентиляции.

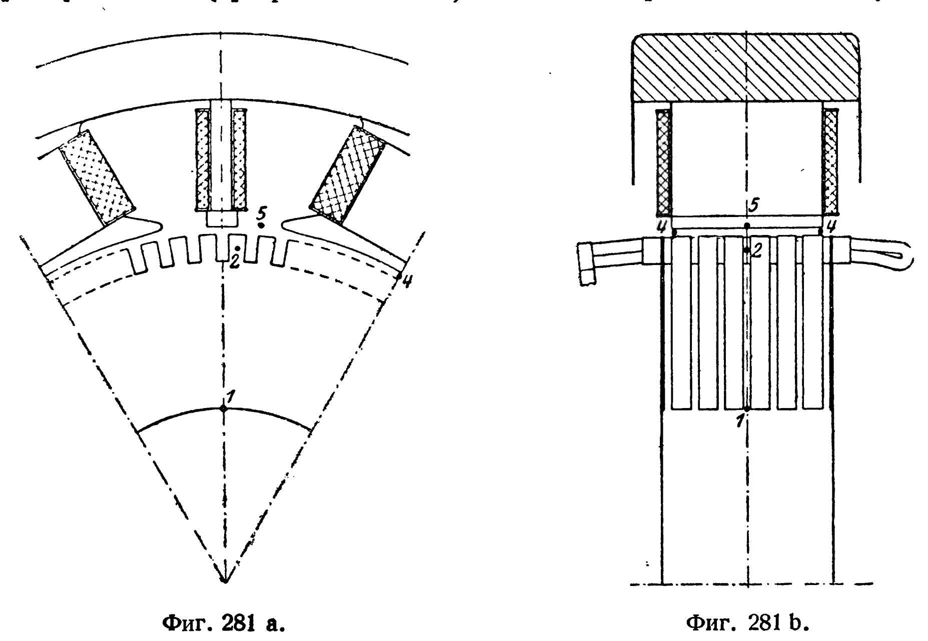
	f_2 cm²	f_4 cm²	f_5 cm²	n об/мин	u_1 m/sec	u_2 m/sec	v_2 m/sec	ξ_4	ξ_5	ξ_S	ξ_L	$\xi_L+\xi_S$
Фиг. 281a и b — машина с внешними полюсами	1 100	580	1 800	1 500	36,0	72	18,2	∞	—	—	—	11,8
Фиг. 282a и b — машина с внутренними полюсами	360	235	121	750	7,6	19	7,3	4,4	2,3	3,5	2,2	5,7

При обычной радиальной вентиляции воздушный поток сперва проходит через ротор, а затем через статор. Мы можем поэтому

смотреть на коэфициент сопротивления ξ как на сумму коэфициентов сопротивления в роторе и в статоре:

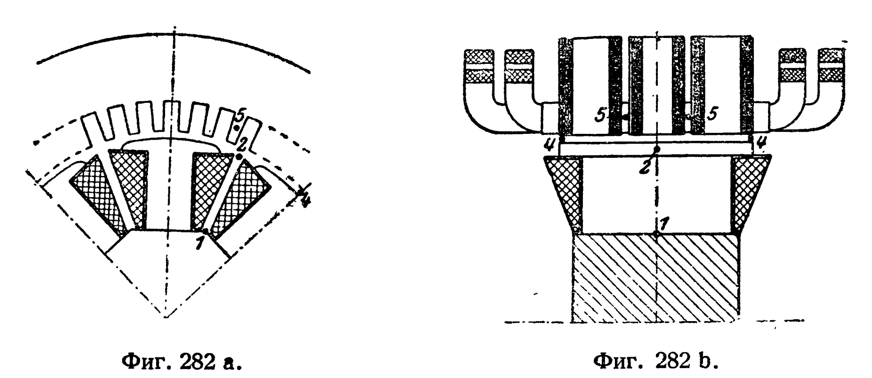
$$\xi = \xi_L + \xi_S, \tag{446}$$

причем оба они отнесены к скорости воздуха v_2. При выходе из ротора можно (ср. фиг. 275a и b) в основном различать два пути.



Фиг. 281 a. Фиг. 281 b.

Машина с внешними полюсами, к которой относятся данные таблицы 13. Масштаб 1 : 10.



Фиг. 282 a. Фиг. 282 b.

Машина с внутренними полюсами, к которой относятся данные таблицы 13. Масштаб 1 : 10.

Один путь лежит через радиальные каналы статора (*2*, *3*, *5*, *6*), другой отводит воздух в стороны через воздушный зазор (*2*, *3*, *4*).

Если для первого пути отнесенный к сечению f_5 коэфициент сопротивления обозначить через

$$\xi_5 = f_5^2 r_{2,6} = f_5^2 \sum_{2,6} \frac{\zeta}{f^2} \tag{446a}$$

и коэфициент для второго пути, отнесенный к с у м м е f_4 сечений в местах *4*, через

$$\xi_4 = f_4^2 r_{2,4} = f_4^2 \sum_{2,4} \frac{\zeta}{f^2}, \tag{446b}$$

то по уравн. (444), (444a) и (445a) коэфициент сопротивления статора, отнесенный к сечению f_2, равен

$$\xi_S = \left(\frac{f_2}{\frac{f_4}{\sqrt{\xi_4}} + \frac{f_5}{\sqrt{\xi_5}}}\right)^2. \tag{446c}$$

Скорости воздуха в местах *4* и *5* (относительно статора) получаются равными по уравн. (444 b)

$$v_4 = v_2 \sqrt{\frac{\xi_S}{\xi_4}} \quad \text{и} \quad v_5 = v_2 \sqrt{\frac{\xi_S}{\xi_5}}, \tag{446d}$$

если принять во внимание, что $V = f_2 v_2$.

Относительно величины коэфициентов сопротивлений ξ_L и ξ_S имеется до сих пор мало опытных данных. В таблице 13 приведены некоторые величины, экспериментально установленные Б и н д е р о м (Binder) [Л 130] для машины с внешними полюсами согласно фиг. 281a и b и для машины с внутренними полюсами согласно фиг. 282a и b. В обоих случаях ширина воздушного канала составляет 1 cm.

О. Нагревание.

1. Внешняя теплопроводность.

Переход тепла от тела к окружающей среде мы будем называть в н е ш н е й теплопроводностью. Она состоит из двух в корне различных процессов:

Часть теплоты отдается посредством лучеиспускания, то есть излучается прямолинейно из поверхности тела в окружающее пространство, и, когда тепловые лучи наталкиваются на другие тела, то они, смотря по свойству поверхности этих тел, либо поглощаются, либо отражаются ими. В первом случае тело абсолютно черно, во втором, при гладкой поверхности, оно зеркально, а при шероховатой — бело. Этот процесс происходит и в вакууме; присутствие воздуха влияет на него незначительно.

Другая часть теплоты отводится при посредстве граничащего с телом вещества — окружающих тело воздуха или жидкости. Этот процесс называют теплоотдачей посредством теплопроводности и конвекции. В вакууме эта теплоотдача равна нулю.

a) **Теплоотдача посредством лучеиспускания.** Согласно закону, найденному сперва экспериментально Стефаном и затем выведенному Больцманом (Stefan-Bolzmann) на основе термодинамики, в абсолютно пустом пространстве излучение с единицы поверхности абсолютно черного тела составляет в единицу времени [Л 131, стр 63]

$$w_S = \sigma T^4, \tag{447a}$$

где σ означает коэфициент лучеиспускания абсолютно черного тела и T — абсолютную температуру тела. Согласно экспериментальным исследованиям σ лежит в пределах приблизительно между 5,45 и $5{,}85 \cdot 10^{-8}$ W/°C⁴m²; можно приближенно считать $\sigma = 5{,}7 \cdot 10^{-8}$ W/°C⁴m². Пользуясь этим значением σ, мы можем выразить количество теплоты, излучаемое в секунду с 1 m² поверхности тела, через

$$w_S = 5{,}7\nu \left[\left(\frac{T_O}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_R}{100}\right)^4\right] \text{ W/m}^2, \tag{447b}$$

где T_O и T_R означают абсолютные температуры поверхности тела и окружающей среды, а коэфициент ν, учитывает род поверхности излучающего тела. Для абсолютно черного тела $\nu = 1$. Для других поверхностей можно пользоваться приведенными в таблице 14 значениями относительных коэфициентов лучеиспускания ν. В среднем для поверхностей электрических машин и приборов (неокрашенное или окрашенное железо, бумажная и волокнистая изоляция, окрашенная или неокрашенная) $\nu = 0{,}92$. При этом предполагается, что тела, могущие находиться вблизи, тоже имеют температуру помещения и не отражают лучей. Практически это соответствует действительности, если у таких тел ν близко к 1. Приближенно, чтобы учесть у электрических машин и приборов отражение тепловых лучей, мы будем считать $\nu \approx 0{,}85$ вместо 0,92.

Для удобства вычислений выразим количество теплоты, излучаемое с единицы поверхности тела в единицу времени, через

$$w_S = h_S \vartheta, \tag{448}$$

где

$$\vartheta = T_O - T_R = t_O - t_R \tag{448a}$$

означает разность температур между поверхностью тела и средой, так называемое превышение температуры или „нагрев", независимо от выбора нулевой точки шкалы температур, служащей для измерений. Коэфициент теплоотдачи h_S посредством лучеиспускания здесь уже не является величиною постоянной, а зависит от температуры в помещении и от превышения температуры. Для температур помещения $t_R = 10$, 20 и 30° С и различных превышений температуры между 5 и 80° С в таблице 15 приведены вычисленные по уравн. (447b) с $\nu = 0{,}85$ коэфициенты теплоотдачи посредством лучеиспускания.

Для температур, встречающихся у электрических машин, h_S колеблется в незначительных пределах. Среднее превышение температуры на поверхности мы можем принять равным приблизительно

40° C, температуру помещения — равной примерно 20° C. Тогда получается

$$h_S \approx 6 \text{ W/grad}\cdot\text{m}^2. \tag{449}$$

Таким образом, каждый квадратный метр поверхности излучает 6ϑ ватт в окружающую среду [уравн. (448)], если ϑ означает разность температур между поверхностью и средою.

Таблица 14.

Относительный коэфициент лучеиспускания ν.

Поверхность	ν
Абсолютно черное тело	1,00
Чугун, необработанный	0,97
Ковкое железо, матовое	0,95
Бумажная и волокнистая изоляция	0 90
Листовая медь. с налетом окиси	0,40
Ковкое железо, полированное	0,29
Латунь, матовая	0,20
Медь, полированная	0,17

Таблица 15.

Коэфициент теплоотдачи посредством лучеиспускания h_S в ваттах/0° C $м^2$ при $\nu = 0{,}85$.

ϑ	t_R		
	10°	20	30°
5	4,63	5,03	5,55
10	4,65	5,16	5,69
20	4,91	5,42	5,98
30	5,17	5,71	6,28
40	5,44	6,05	6,59
50	5,73	6,30	6,91
60	6,03	6,62	7,25
70	6,34	6,95	7,60
80	6,67	7,30	7,98

Чтобы получить общее количество теплоты, излучаемое телом в секунду, надо w_S по уравн. (448) умножить на излучающую поверхность тела. Излучающей поверхностью надлежит считать только ту поверхность, которая испускает лучи в свободное пространство, и обходить вниманием все те части поверхности, которые облучают друг друга.

b) Теплоотдача посредством теплопроводности и конвекции. Если нагретое тело окружено газом или жидкостью, то теплота его передается прежде всего в силу теплопроводности частицам газа или жидкости, соприкасающимся непосредственно с поверхностью тела. Частицы эти тогда нагреваются и совершают восходящее движение; их место занимают более холодные частицы, которые в свою очередь нагреваются и движутся вверх. Происходит непрерывное „естественное“ движение, отнимающее теплоту у тела посредством конвекции. Этот процесс называют теплоотдачей посредством теплопроводности и конвекции. Теплопроводность воздуха очень мала, она приблизительно в 3000 раз меньше теплопроводности железа. Если тем не менее воздух отводит значительные количества тепла, то объясняется это естественным воздушным течением, все время подводящим к поверхности тела холодные частицы. Если мы в соответствии с уравн. (448) выразим количество теплоты, отводимое через теплопроводность и конвекцию с единицы поверхности в единицу времени, через

$$w_K = h_K \vartheta, \tag{450}$$

то согласно исследованиям Лоренца (L. Lorenz) (Л 132), произведенным на основе термодинамики, коэфициент теплоотдачи посредством

теплопроводности и конвекции с бесконечно широкой вертикальной поверхности высотою L в наполненное газом пространство равен

$$h_K = 0{,}548 \sqrt[4]{\frac{gc\alpha s^2 k^3 \vartheta}{\eta L}}. \qquad (451)$$

Здес g означает ускорение силы тяжести, c — теплоемкость при постоянном давлении, α — коэфициент объемного расширения $\left(\text{для газов } \alpha = \frac{1}{T}\right)$, s — удельный вес, k — коэфициент теплопроводности, η — вязкость омывающего поверхность газа и ϑ — разность температур между поверхностью и притекающим газом. Величины c, α, k и η для воздуха изменяются незначительно в зависимости от температуры среды и ее превышения.

При $g = 9{,}81$ m/sec², $c = 1009$ J/grad · kg, $\alpha = \frac{1}{300} \cdot \frac{1}{\text{grad}}$, $k = 0{,}0266$ W/grad·m и $\eta = 0{,}19 \cdot 10^{-4}$ kg/sec m, для температур, встречающихся у электрических машин,

$$h_K = 1{,}3 \sqrt{s} \sqrt[4]{\frac{\vartheta}{L}} \text{ W/grad·m}^2, \qquad (451a)$$

где удельный вес s надо выражать в kg/m³, высоту поверхности L в m и превышение температуры ϑ в °C. Коэфициент теплоотдачи пропорционален корню квадратному из удельного веса, то есть при постоянной температуре пропорционален также корню квадратному из давления воздуха, обратно пропорционален корню четвертой степени из высоты вертикальной поверхности и пропорционален корню четвертой степени из превышения температуры.

Экспериментальные исследования Нуссельта (Nusselt) [Л 133] относительно теплоотдачи в воздух дали при вертикальной поверхности площадью 45×45 cm², давлении воздуха около 720 mm ртутного столба (опыты производились в Мюнхене) и $\vartheta > 10°$ С:

$$h_K = 2{,}55 \sqrt[4]{\vartheta} \text{ W/grad·m}^2, \qquad (452)$$

При $\vartheta < 10°$ С, как показал Нуссельт, формула Лоренца уже недействительна. При тех физических величинах для воздуха, которыми, например, обусловлены были результаты опытов Нуссельта, по найденной чисто аналитическим путем формуле (451) получается примерно на одну треть преуменьшенная теплоотдача. Отчасти это объясняется тем, что для уравн. (451) предпосылкою была бесконечная ширина поверхности. На основании других многочисленных исследований относительно общего коэфициента теплоотдачи посредством лучеиспускания, теплопроводности и конвекции можно, повидимому, сказать, что коэфициент теплоотдачи посредством теплопроводности и конвекции, взятый отдельно, убывает значительно медленнее, нежели пропорционально корню четвертой степени из высоты поверхности. Влияние превышения температуры тоже, повидимому, не так значительно, каким оно выражено в уравн. (451) и (452).

Положение отдающей тепло поверхности в пространстве, повидимому, не имеет существенного влияния. Хэнки (Hencky) [Л 134]

получил при горизонтальной поверхности площадью 60×60 cm^2 приблизительно на 20% больший, а Любовский (Lubowsky) [Л1 35], наоборот, получил при поверхности 15×15 cm^2 на 7,5% меньший общий коэфициент теплоотдачи (включая лучеиспускание), чем при вертикальном положении поверхности.

У электрических машин влияние линейных размеров сказывается еще слабее, чем при плоских поверхностях, ибо выступающие части конструкции и выемки придают поверхности машины очень неравномерный характер, так что простое, параллельное к поверхности тела течение, которое имеет в виду теория Лоренца, дробится на много отдельных течений, а тогда влияние линейных размеров тела в большей или меньшей степени исчезает. В области практически встречающихся температур можно считать

$$\sqrt[4]{\vartheta} \approx a + b\vartheta, \quad (453)$$

где a и b суть независящие от ϑ величины. Согласно данным опытов с герметически закрытыми машинами и масляными трансформаторами коэфициент теплоотдачи у них через теплопроводность и конвекцию в воздухе [Л 130, стр. 91]

$$\underline{h_K \approx 6{,}5 + 0{,}05\,\vartheta\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}.} \quad (453a)$$

Если для ϑ подставить среднее значение 35° C, то получается

$$h_K \approx 8{,}2\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}, \quad (453b)$$

тогда как по измерениям Нуссельта получается 6,2 W/grad·m². Таким образом, для электрических машин и трансформаторов мы можем обычно считать

$$\underline{h_K \approx 8\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}.} \quad (453c)$$

Между тем как излучаемое количество теплоты определяется свободною поверхностью тела, теплоотдача посредством теплопроводности и конвекции зависит от всей соприкасающейся с воздушным течением поверхности. Не играют роли только те части поверхности, к которым холодный воздух не имеет доступа или от которых нагретый воздух не может переходить в свободное пространство (узкие или с одной стороны закрытые каналы).

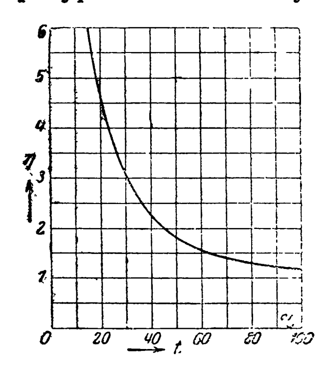
Если поверхность тела почти не прерывается и не имеет выступающих частей, как например у герметически закрытых машин и трансформаторных баков без охлаждающих ребер, то секундную теплоотдачу посредством лучеиспускания и конвекции можно выразить через

$$\underline{W = hO\vartheta;} \quad (454)$$

$$\underline{h = h_S + h_K \approx 14\ \mathrm{W/grad\cdot m^2},} \quad (454a)$$

где h означает коэфициент теплоотдачи, O — соприкасающуюся с наружным воздухом поверхность тела и ϑ — среднее превышение температуры или нагрев.

Найденную Лоренцом зависимость коэфициента теплоотдачи через лучеиспускание и конвекцию от физических величин газа, окружающего тело, можно также перенести на жидкости, так как при незначительных скоростях, с которыми совершают восходящее движение нагретые частицы охлаждающей жидкости, не возникает вихрей, так что частицы движутся по параллельным путям, как это предполагает теория. При этом надо иметь в виду, что вязкость η у масла существенно зависит от его температуры. Посредством вискозиметра Энглера определялась относительная вязкость, отнесенная к воде при 10° С, у трансформаторного масла с температурою воспламенения 165° С (ср. фиг. 283). Для масла с температурою 50° С получается $\eta = 1{,}86 \cdot 1{,}31 \cdot 10^{-3} = 2{,}44 \cdot 10^{-3}$ kg/secm. Если еще подставить в уравн. (451) $\alpha = 0{,}001°\,C^{-1}$ и для c, k и s приведенные в таблице 16 (стр. 330) значения, то для масла при температуре 50° С получается



Фиг. 283. Относительная вязкость трансформаторного масла, отнесенная к воде с температурой 10° С.

$$h_K = 40{,}3 \sqrt[4]{\frac{\vartheta}{L}}\ \mathrm{W/grad \cdot m^2}, \qquad (455a)$$

где разность температур ϑ между поверхностью тела и охлаждающей средой выражена в ° С и высота L омываемой поверхности в m. По уравн. (451a) получается при тех же единицах для **воздуха** ($s = 1{,}2$ kg/m³).

$$h_K = 1{,}44 \sqrt[4]{\frac{\vartheta}{L}}\ \mathrm{W/grad \cdot m^2}, \qquad (455b)$$

так что теплоотдача через теплопроводность и конвекцию у трансформаторного масла приблизительно в 28 раз больше, чем у воздуха. Лучеиспускание тогда практически не играет роли, и мы можем считать для масла при $\vartheta \approx 30°$ С

$$h \approx h_K \approx 110\ \mathrm{W/grad \cdot m^2}, \qquad (456)$$

причем L принято было равным 0,5 m. Этот коэфициент теплоотдачи, повидимому, согласуется с опытом.

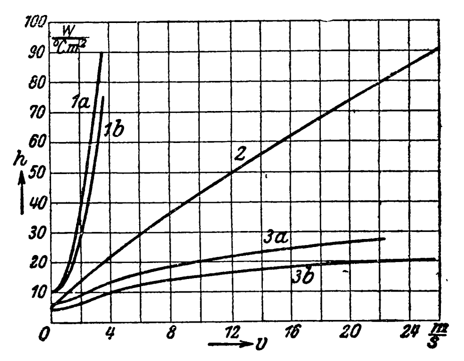
с) Теплоотдача при искусственном перемещении воздуха. При искусственном перемещении воздуха теплоотдача происходит гораздо интенсивнее. Объясняется это тем, что нагретые частицы воздуха скорее замещаются холодными частицами. От естественного охлаждения искусственное отличалось бы мало, если бы частицы воздуха двигались по путям, параллельным к поверхности тела. Но при скоростях воздуха, возникающих при искусственном охлаждении (превышающих 2 m/sec) это, вообще говоря, не так. Частицы воздуха совершают интенсивное вихревое (турбулентное) движение; теплые частицы при этом попадают в промежутки между холодными, так что вследствие смешения теплота распространяется относительно быстро. Лучеиспускание играет тогда незначительную роль, и считаться с ним отдельно уже нет надобности.

Отводимое количество теплоты мы можем и тут вычислять по уравн. (454), понимая под O омываемую охлаждающим воздухом поверхность, под ϑ — разность температур между поверхностью и подводимым воздухом и под h — коэфициент теплоотдачи при перемещении воздуха. При искусственном перемещении воздуха и практически встречающихся разностях температур h почти не зависит от ϑ.

Относительно теплоотдачи при искусственном перемещении воздуха произведено множество исследований, но данные их мало между собою согласуются. Эти большие расхождения можно в основном объяснять себе тем, что воздух подводился различным образом, ибо чем больше при этом вихреобразование, тем лучше тело охлаждается.

Эффективность охлаждения особенно значительна, когда на тело непосредственно дует воздух. Саймонс и Уокер (Symons—Walker) [Л 136] направляли струи воздуха из двух диаметрально противоположных мест на боковую поверхность цилиндра по каналам, у которых площадь живого сечения равнялась приблизительно проекции цилиндра. Кривая *1a* на фиг. 284 изображает зависимость коэфициента теплоотдачи h от скорости v подводимого охлаждающего воздуха при цилиндре из полированной латуни. Приближенно получается

$$h = 10\,(1 + 0{,}78\,v^2)\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}, \qquad (457a)$$



Фиг. 284. Теплоотдача в функции от скорости.

1a и *1b* — воздушный поток, перпендикулярный к поверхности, *a* — голая латунь, *b* — с хлопчатобумажной изоляцией *2* — воздушный поток, параллельный к поверхности. *3a* и *3b* — вращающаяся цилиндрическая поверхность, *a* — медь голая, *b* — покрытая матово-черным лаком.

если выразить v в m/sec. Когда цилиндр был изолирован хлопчатой бумагой, то получилась кривая *1b* на фиг. 284. Тогда получается приблизительно

$$h = 10\,(1 + 0{,}54\ v^2)\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}. \qquad (457b)$$

Значительно медленнее теплоотдача возрастает со скоростью, когда воздух струится параллельно к поверхности тела. Соответственные опыты произвели Нуссельт и Юргес (Jürges) на медной доске площадью 50×50 cm² с необработанной, покрытой налетом окисла поверхностью [Л 137]. Лучеиспускание при этом определялось отдельно. Кривая *2* на фиг. 284 изображает зависимость коэфициента теплоотдачи через теплопроводность и конвекцию, то есть без лучеиспускания, от скорости воздушного потока v. При $v > 5$ m/sec получается

$$h_{\text{к}} = 7{,}14\ v^{0{,}78}\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}. \qquad (458)$$

Общий коэфициент теплоотдачи равен тогда $h = h_S + h_K$. При опытах Нуссельта и Юргеса температура воздуха равнялась 20° C, и превышение температуры составляло 30° C. При этом h_S получилось равным 2,43 W/grad·m². Это соответствует относительному коэфициенту лучеиспускания $\nu = 0{,}4$. Таким образом, кривая общего коэфициента теплоотдачи h расположена у медной доски только на 2,43 W/grad·m² выше, чем кривая *2* на фиг 284.

Скорость оказывает на теплоотдачу наименьшее влияние, когда совершенно гладкий цилиндр вращается в покоящемся воздухе. Кривые *3a* и *3b* на фиг. 284 изображают общий коэфициент теплоотдачи (включая лучеиспускание) для поверхности цилиндра длиною 27,4 cm и диаметром 47,75 cm в зависимости от окружной скорости, по данным Гинлейна (Hinlein) [Л 138]. Кривая *3a* относится к голой меди. Коэфициент теплоотдачи приблизительно равен

$$h = 3{,}68\,(1 + 0{,}96\sqrt{v})\ \mathrm{W/grad\cdot m^2}. \tag{459a}$$

Кривая *3b* относится к поверхности цилиндра, покрытой динамолаком или черным матовым лаком. Для нее приблизительно получается

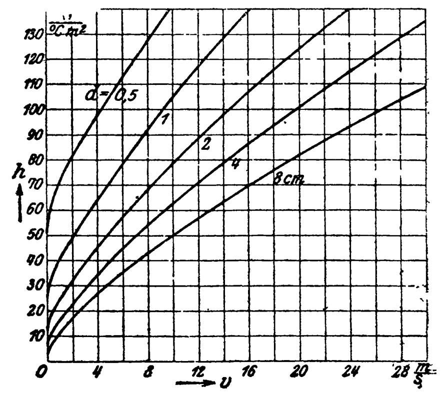
$$h = 5{,}96\,(1 + 0{,}75\sqrt{v})\ \mathrm{W/grap\cdot m^2}. \tag{459b}$$

При той же „относительной скорости", как мы видим, коэфициент теплоотдачи у поверхности вращающегося цилиндра значительно меньше, чем у плоской доски, если под „относительной скоростью" понимать при вращающемся цилиндре окружную скорость на его поверхности, а при (покоящейся) плите — скорость воздуха, струящегося параллельно к плоской поверхности. Это различие тем более резко, чем больше относительная скорость. Объясняется оно, повидимому, тем, что поверхность цилиндра при своем вращении вовлекает в движение находящийся в ближайшем с ним соседстве слой воздуха и что под воздействием центробежной силы на поверхности возникает быстро возрастающее вместе с окружной скоростью разрежение воздуха, а также тем, что гладкая поверхность цилиндра не благоприятствует образованию воздушных вихрей, и тем, наконец, что длина омываемой воздухом поверхности цилиндра, замкнутой в себе, может считаться бесконечной при сопоставлении обоих случаев, то есть цилиндр может считаться бесконечно большой доскою, так что воздух, однажды нагревшись, уже не замещается свежим холодным воздухом.

Результаты опытов Гинлейна нельзя перенести непосредственно на поверхность коллектора электрической машины, так как гладкая поверхность коллектора прерывается скользящими по коллектору щетками, и, следовательно, „бесконечная длина" омываемой воздухом поверхности дробится на конечные длины отдельных поверхностей, а выступающие конструктивные части коллектора порождают особое воздушное течение. Это улучшает теплоотдачу; значительная часть теплоты отводится также поверхностью щеток и щеткодержателей (III F 5c).

Равным образом результаты опытов Саймонса-Уокера и Нуссельта-Юргеса нельзя непосредственно перенести на охлаждение электрических машин; но в некоторых случаях они позволяют нам приблизительно определять коэфициент теплоотдачи.

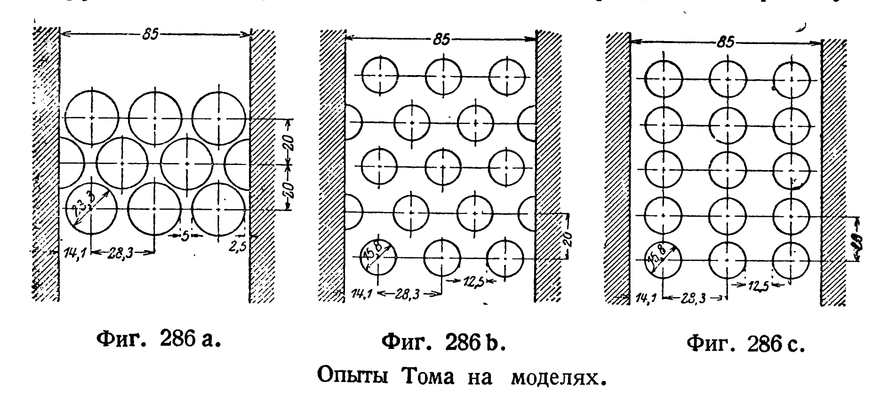
По вопросу о теплоотдаче обнаженных обмоточных головок электрических машин дают некоторый материал опыты Юза (Hughes) [Л 140]. Юз поместил в деревянном канале квадратного сечения с длиною стороны квадрата 1 m медную трубу таким образом, что в нее, нормально к ее оси, ударял струившийся по каналу воздушный поток. Изучение данных этих опытов по Нуссельту привело к представленным на фиг. 285 кривым зависимости коэфициента теплоотдачи h от скорости воздуха в канале при различных диаметрах. В аналогичных условиях находятся головки обмоток электрических машин. Правда, у них сечение не круглое, но от этого коэфициент теплоотдачи, при том же периметре сечения, не может измениться существенно. Далее в электрических машинах обычно несколько обмоточных головок расположены друг над другом или рядом. Это устройство можно уподобить устройству трубчатых холодильников, у которых, впрочем, трубы относительно друг друга размещены равномернее, чем обмоточные головки электрических машин. По данным опыта Ритшеля (Rietschel) на пучках труб в роде представленных на фиг. 286а, но с наружным диаметром труб 33 mm вместо 23,3 mm и при расстоянии между осями труб 38 mm вместо 28,3 mm коэфициент теплоотдачи возрастает по мере увеличения числа друг за другом расположенных рядов труб [Л 141]. Коэфициенты теплоотдачи при 2, 3 и 4 рядах труб относятся между собою как 1 : 1,07 : 1,14. Опыты Тома (Thoma) [Л 142] с представленными на фиг. 286а — с системами труб при скоростях воздуха, превышающих 3 m/sec, и диаметрах от 0,5 до 8 cm, к которым относятся кривые фиг. 285, дали в среднем для устройства по фиг. 286а 0,95-кратный, при устройстве по фиг. 286b 1,36-кратный и при устройстве по фиг. 286с 1,64-кратный коэфициент теплоотдачи для отдельной трубы по сравнению с изображенным на фиг. 285. Коэфициенты теплоотдачи по данным опытов Ритшеля и Тома относятся, правда, к средней скорости воздуха в сечении канала, суженном трубами, но их можно непосредственно сопоставить с данными опытов Юза (фиг. 285), так как при этих последних большое сечение канала было незначительно сужено введенной в него трубой.



Фиг. 285. Теплоотдача с цилиндров различных диаметров, оси которых перпендикулярны к воздушному потоку, в функции от скорости.

Коэфициенты теплоотдачи у катушек полюсов можно по данным опытов Биндера (Binder) [Л 157, стр. 147] представить в зависимости от окружной скорости вращающейся части машины. Хотя

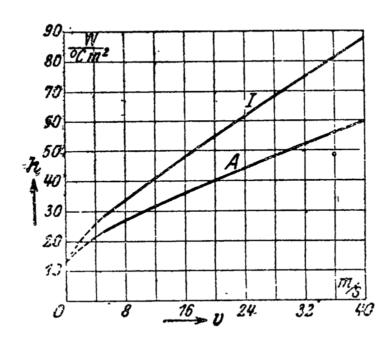
окружная скорость сама по себе не определяет скорости воздуха, омывающего поверхность катушки, но ею преимущественно определяется образование воздушных вихрей, так что при нормальной конструкции машин, без особых вентиляторов, мы вправе указы-



Фиг. 286 a. Фиг. 286 b. Фиг. 286 c.

Опыты Тома на моделях.

вать коэфициент теплоотдачи в зависимости от окружной скорости. Если при этом считать отдающею тепло поверхностью всю поверхность катушек, то-есть и прилегающие к полюсу части ее, то получаются коэфициенты теплоотдачи, представленные на фиг. 287, в зависимости от окружной скорости вращающейся части, для машин с внутренними (I) и с внешними (A) полюсами. Чтобы сопоставить кривые Биндера с кривою 2 на фиг. 284, надо принять во внимание, что в сущности та часть поверхности катушек, которая непосредственно не омывается охлаждающим воздухом, отдает при перемещении воздуха не на много больше теплоты, чем при покоящемся воздухе, и что скорость воздуха на поверхности катушек не совпадает с окружной скоростью. У машин с внешними полюсами средняя скорость воздуха во всяком случае гораздо меньше, чем у машин с внутренними полюсами, а поэтому кривая A расположена под кривою I.



Фиг. 287. Теплоотдача с катушек возбуждения в функции от окружной скорости вращающейся части машины с внутренними (J) и с внешними (A) полюсами.

d) Теплоотдача в каналах. При искусственной вентиляции электрических машин обычно поток воздуха вдувается через каналы внутри машины. Иногда охлаждающей средой служит также жидкость, вода или масло. Если тогда известны объем V перемещаемой в единицу времени охлаждающей среды и нагрев $t_L - t_0$ охлаждающей среды при прохождении ее через канал (ср. фиг. 288) или часть машины, то количество теплоты, отдаваемое в единицу времени стенками канала, мы получаем по формуле

$$W = scV(t_L - t_0), \tag{460}$$

где s означает удельный вес и c — теплоемкость (для газов при постоянном давлении) (ср. таблица 16, стр. 330).

Если при жидкостях выражать отводимый в секунду объем охлаждающей среды в l/sec, то для воды при $s = 1$ g/cm³ и $c = 4{,}18$ J/grad·g получается:

$$\underline{W = 4{,}18\, V(t_L - t_0)\ \text{kW}} \tag{460a}$$

и для масла при $s = 0{,}95$ g/cm³ и $c = 1{,}80$ J/grad·g

$$\underline{W = 1{,}71\ V(t_L - t_0)\ \text{kW}.} \tag{460b}$$

Если же при газах измерять отводимые в секунду объемы в m³/sec, то для воздуха при $s = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ (что соответствует температуре около 50° C) и $c = 1{,}00$ J/grad·g, отводимое в секунду количество теплоты равно

$$\underline{W = 1{,}1\ V(t_L - t_0)\ \text{kW}.} \tag{460c}$$

Фиг. 288. Обозначения температур в канале.

Таким образом, потребные количества охлаждающей среды для одного и того же количества теплоты относятся между собою при воде, масле и воздухе как 1 : 2,45 : 3810.

Температура отводимой охлаждающей среды всегда ниже температуры стенок канала. Если эту последнюю обозначить через t_K, то

$$\sigma = \frac{t_L - t_0}{t_K - t_0}, \tag{461}$$

и эта величина служит мерою использования охлаждающей среды, которая тем лучше использована, чем σ ближе к единице. На практике в большинстве случаев $\sigma < 0{,}7$.

Для предварительного вычисления σ нам надо ввести коэфициент отдачи тепла стенками канала охлаждающей среде. Согласно данным исследований Нуссельта [Л 144], покоящимся на основе термодинамики и тщательных опытах, (средний) коэфициент теплоотдачи h' для каждого элемента стенок канала, в виде трубы длиною L и с внутренним диаметром $d = 2r$, по которой проходит газ со средней скоростью v, превышающей критическую скорость (для воздуха критическая скорость меньше 2 m/sec), равен

$$h' = 0{,}0362\ \frac{k^{0{,}214}\,(scv)^{0{,}786}}{(2r)^{0{,}16}\ L^{0{,}054}}. \tag{462}$$

Здесь для коэфициента теплопроводности k, удельного веса s и теплоемкости c (при постоянном давлении) надо подставлять средние значения, которые получаются посредством интегрирования в пределах температуры воздуха и температуры канала и равны при температурах, нас интересующих, приблизительно тем значениям, которые соответствуют средней температуре

$$\frac{t_0 + t_L + 2t_K}{4} \approx \frac{t_0 + t_K}{2}.$$

Для сечений некруглых можно считать

$$d = 2r = \frac{4f}{u}, \tag{462a}$$

где f означает площадь живого сечения канала и u — периметр этой площади. Для очень узких каналов шириною o, какими обычно бывают вентиляционные каналы электрических машин, получается по уравн. (462a)

$$r \approx o, \tag{462b}$$

Если через t обозначать каждый раз среднюю температуру охлаждающего газа в сечении канала, то справедливо диференциальное уравнение

$$h'udx(t_K - t) = scVdt \tag{463}$$

или

$$\frac{d(t_K - t)}{dx} = -\frac{m}{L}(t_K - t); \tag{463a}$$

если ввести для сокращения

$$m = \frac{uLh'}{scV} = \frac{uL}{f}\frac{h'}{scv} \tag{463b}$$

или, приняв во внимание уравн. (462) и (462a),

$$m = 0{,}1448\frac{L^{0,946}}{(2r)^{1,16}}\left(\frac{k}{scv}\right)^{0,214}. \tag{463c}$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$t_K - t = Ce^{-m\frac{x}{L}}. \tag{464a}$$

Условие $t = t_0$ для $x = 0$ определяет собою постоянную C. Отсюда получается

$$t_K - t = (t_K - t_0)\,e^{-m\frac{x}{L}}. \tag{464b}$$

При $x = L$ получается $t = t_L$; следовательно,

$$t_K - t_L = (t_K - t_0)\,e^{-m} \tag{465}$$

или

$$\sigma = \frac{t_L - t_0}{t_K - t_0} = 1 - e^{-m}. \tag{466}$$

Выразив для практических целей количество теплоты в канале, отводимое в единицу времени, через

$$W = hO(t_K - t_0), \tag{467}$$

где

$$O = uL \tag{467a}$$

означает поверхность канала, омываемого охлаждающим средством, $t_K - t_0$ — разность температур между стенками канала и

входящим охлаждающим средством (ср. фиг. 288), имеем по уравн. (460), (462a) и (466)

$$h = \frac{sc}{2} \frac{rv}{L} (1 - e^{-m}). \tag{467b}$$

Это уравнение в связи с уравн. (463c) недостаточно ясно выражает зависимость коэфициента теплоотдачи, определяемого по уравн. (467), от отдельных величин. Чтобы получить об этой зависимости более ясное представление, заменим $\sigma = 1 - e^{-m}$ приближенно параболой высшего порядка, написав для практически встречающейся обычно области $0{,}15 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}65$

$$\sigma \approx 0{,}65\, m^{0{,}786}. \tag{468}$$

Отклонение этого приближенного уравнения от точного значения σ показано на фиг. 289. В пределах $0{,}15 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}65$ наибольшая погрешность составляет около 4%. Тогда мы получаем

$$\text{при } 0{,}15 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}65 \quad h \approx 0{,}0378\, k^{0{,}168} (sc)^{0{,}832} \frac{r^{0{,}088}}{L^{0{,}256}} v^{0{,}832}. \tag{469}$$

Коэфициент теплоотдачи пропорционален 0,832-ой степени скорости, обратно пропорционален приблизительно четвертой степени из длины канала и при круглых каналах возрастает незначительно с внутренним радиусом, при узких каналах — с шириною канала $o = r$ [ср. уравн. (462b)]. Если подставить для в о з д у х а k, c и s при $\frac{t_K + t_0}{2} = 40°$ C, то получается

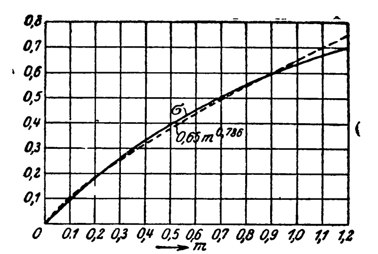
$$\text{при } 0{,}15 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}65: \; h \approx 44{,}9 \left(\frac{30}{L}\right)^{0{,}256} r^{0{,}088} v^{0{,}832} \;\text{W/grad}\cdot\text{m}^2. \tag{470}$$

Здесь L и r надо выражать в cm и v в m/sec. Коэфициент 44,9 вычислен по точному уравнению (467b), так что уравн. (470) при $L = 30$ cm, $r = 1$ cm и $v = 10$ m/sec дает точное значение коэфициента теплоотдачи (44,9 W/grad·m²). При $\frac{t_K + t_0}{2} = 40 \pm 15°$ C числовой коэфициент в уравн. (470) изменяется приблизительно лишь на $\pm 3\%$.

На фиг. 290 вычисленные по точной формуле (467b) коэфициенты теплоотдачи (с k, c и s при 40° C) вычерчены более жирными линиями, в зависимости от скорости, для радиуса или ширины канала $r = o = 1$ cm и длины канала $L = 15$ (кривая b), 30 (кривая c) и 60 cm (кривая e) (ср. таблицу справа внизу на фиг. 290). Более тонкие линии изображают коэфициент теплоотдачи для $r = 0{,}5$, $L = 15$ (кривая a) и 60 cm (кривая f), а также для $r = 2$, $L = 30$ cm (кривая d). Кривые $r = 0{,}5$, $L = 30$ и $r = 2$, $L = 15$ почти совпадают с кривою c, а кривая $r = 2$, $L = 60$ cm почти совпадает с кривою e; они поэтому особо не представлены. Кривая для $r = 1$, $L = 15$ cm а также кривые $r = 2$, $L = 15$ и 30 cm лежат в области $\sigma < 0{,}15$; кривая $r = 0{,}5$ $L = 60$, лежит отчасти в области $\sigma > 0{,}65$. Для этих областей уже недействительны приближенные уравнения (469) и (470), по которым коэфициент теплоотдачи немного возрастает

с шириною канала; согласно кривым *a*, *b* и *c*, а также кривым *c* и *d* он по мере расширения канала убывает.

Пользуясь уравн. (470), можно проверить часто применяемые в электромашиностроении результаты опытов Отта (Ott) [Л 143]. При этих опытах в деревянный канал прямоугольного сечения встроено было набранное из листов железное тело таким образом, что поверхность высокой стороны образовала часть внутренней стенки канала. Струившийся по каналу воздух омывал поверхность высокой стороны в направлении, поперечном направлению листов, причем общая ширина этой поверхности составляла 10 cm, так что в уравн. (470) надо подставить $L = 10$. Ширина канала (нормально к железной поверхности) тоже составляла 10 cm. Если для *b* ввести двойную ширину деревянного канала, считаясь с тем, что железное тело расположено было в канале только с одной стороны, то найденные Оттом коэфициенты теплоотдачи для голого и покрытого только тонким лаковым слоем железа группируются вокруг вычисленных по уравн. (470).



Фиг. 289. σ по уравн. (466) — и по приближенному уравн. (468) - - - - в функции от m (уравн. 463 с).

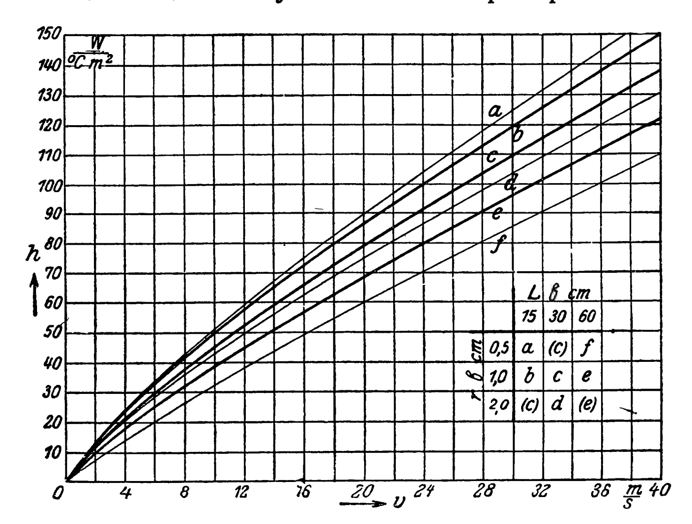
Так как при опытах Отта сечение канала было очень велико, то результаты их можно также сопоставить с результатами опытов Нуссельта и Юргеса (кривая *2* на фиг. 284), при которых свободный воздушный поток струился параллельно к плоской доске. Если допустить, что в обоих случаях коэфициент теплоотдачи можно положить обратно пропорциональным корню четвертой степени из длины отдающей теплоту поверхности в направлении воздушного потока, и принять во внимание, что в результаты опытов Отта входит также теплоотдача через лучеиспускание, то после перечисления коэфициенты теплоотдачи по опытам Отта при металлической или покрытой тонким слоем лака поверхности оказываются расположенными несколько выше, а при толстом слое лака — ниже кривой *2* на фиг. 284.

Уравн. (467b) и (470), а также кривые фиг. 290 относятся к гладким поверхностям труб, в предположении, что не возникает добавочных вихрей в воздухе, вызываемых внезапными изменениями сечения и резкими поворотами. Шероховатость стенок канала у электрических машин столь незначительна, что нам не приходится учитывать ее путем увеличения коэфициента теплоотдачи. Зато его повышают добавочные вихри в воздухе, обусловленные внезапными изменениями сечения и резкими поворотами.

Этот вопрос экспериментально исследовал Ритшель (141). В том месте, где воздушный поток входил в примененную для опыта трубу длиною 1 m и диаметром 70 mm, размещались различные, вызывающие вихреобразование, конструктивные части и определялся коэфициент теплоотдачи в трубе. При этом оказалось, что увеличение коэфициента теплоотдачи не зависит от скорости воздуха и что, поэтому, учесть его можно посредством простого чи-

слового коэфициента, „коэфициента вихреобразования". Согласно результатам опытов Ритшеля этот коэфициент доходил до 1,75. а именно при винтообразных направляющих листах, вынуждавших воздушный поток вращаться около оси трубы.

Поль (Pohl) [Л 146] указывает, что, согласно поставленным фирмою A. E. G. опытам, коэфициент теплоотдачи может увеличиться вплоть до 2,1-кратного, вследствие увеличения вихреобразования [1].



Фиг. 290. Теплоотдача в каналах в функции от скорости воздуха. Обозначения кривых, соответствующие длинам каналов L и гидравлическим радиусам r (приближенно ширинам каналов o, ср. уравн. 462 a и b) следует брать из помещенной справа внизу таблицы; скобки в этой таблице указывают, что кривые справедливы только приближенно для соответственных L и r. Кривые для $r = 1{,}0$ cm вычерчены более жирно; k, c и s надо подставлять для 40° C.

При узких каналах, какими они бывают у электрических машин, добавочное вихреобразование вероятно сказывается только в пределах относительно небольшого участка по длине канала, так что, быть может, в среднем можно принимать коэфициент вихреобразования равным 1,3. Этот коэфициент, разумеется, гораздо больше у поверхностей воздушного зазора между неподвижною и вращающеюся частями машины, то есть между поверхностью якоря и поверхностью полюсных наконечников у машин с явно выраженными полюсами; тут коэфициент вихреобразования вероятно достигает, по меньшей мере, значения 2.

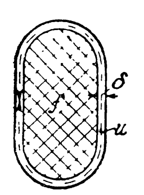
2. Внутренняя теплопроводность.

а) Уравнение стационарной теплопроводности. В электрических машинах теплота образуется вообще не на поверхности, а главным образом в определенных областях внутри машины. В железе воз-

[1] Заметим, что Поль при своих исследованиях обходит вниманием влияние длины канала, которое согласно уравн. (470) довольно значительно. Коэфициент теплоотдачи обратно пропорционален 0,256-ой степени длины канала.

никает теплота перемагничивания, в обмотке — теплота джоулевых потерь, и кроме того теплота трения на поверхностях скольжения у вращающихся частей вообще возникает не на свободной поверхности машин. Поэтому изнутри машины по направлению к поверхности движется тепловой поток, порождающий температурный перепад, который у изолирующих материалов, плохо проводящих теплоту, довольно значителен. В простых случаях этот температурный перепад поддается вычислению.

Сквозь единицу поверхности проводника тепла, пластинчатой формы, на обеих стенках которого имеют место температуры t_1 и t_2, проходит в единицу времени в направлении от 2 к 1 количество теплоты



Фиг. 291. Сечение через катушечную сторону. К уравн. (472) и (487).

$$w = k\,\frac{t_2 - t_1}{\delta}, \tag{471a}$$

где k означает коэфициент внутренней теплопроводности пластины и δ ее толщину. Если источник теплоты, например обтекаемая током катушка, со всех сторон окружен оболочкою (из электрического изолирующего материала) толщиною δ и в нем выделяется в единицу времени количество теплоты Q, то в стационарном состоянии, то есть когда уже не происходит повышения температуры, потеря температуры в оболочке составляет

$$\vartheta_\delta = \frac{Q\delta}{Fk}, \tag{472}$$

где F означает среднюю поверхность оболочки, то есть у катушек произведение из средней длины витка на средний периметр изолирующей оболочки (u на фиг. 291).

Чтобы определить потерю температуры в области тепловых источников, мы должны представить уравн. (471a) в диференциальной форме

$$w = -k\,\frac{dt}{ds}, \tag{471b}$$

где ds означает линейный элемент в направлении движения тепла, — $\frac{dt}{ds}$ — температурный перепад и k — коэфициент теплопроводности вещества, предполагаемого однородным.

Вообще коэфициент теплопроводности зависит от направления ds. Если ограничиться рассмотрением того случая, когда постоянные главные значения k_x, k_y, k_z коэфициента теплопроводности возникают вдоль координат x, y, z прямоугольной координатной системы, то количество теплоты, выходящее в единицу времени из элемента объема dv, равно

$$\operatorname{div}\overline{w}\,dv = \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right)dv = -\left(k_x\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + k_y\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + k_z\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)dv, \tag{473}$$

где w_x, w_y, w_z суть составляющие теплового потока $\overline{w}$. Это количество теплоты должно в стационарном состоянии, когда уже никакое количество теплоты не повышает температуры, равняться

возникающему в элементе объема dv количеству теплоты, — у катушки — теплоты джоулевых потерь, — которое мы обозначим через qdv. Так получается диференциальное уравнение стационарной теплопроводности:

$$q + k_x \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + k_z \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \tag{474}$$

b) Распределение температуры в сечении катушки. Средняя температура и максимальная температура. Приложим уравн. (474) к пластине, в которой возникает количество теплоты q на единицу объема в единицу времени. Допустим, что температура зависит только от координаты x, нормальной к плоскости пластины (ср. фиг. 292). Это происходит тогда, когда коэфициент теплопроводности k по всем координатам одинаков и постоянен, а пластина простирается в бесконечность или не отдает теплоты наружу со своих узких сторон, или же когда теплопроводность в направлении, нормальном к плоскости пластины, очень мала по сравнению с теплопроводностью в плоскости пластины (набранное из изолированных листов тело). Тогда уравн. (474), если еще вместо температуры t, отсчитываемой от нулевой точки, ввести превышение температуры окружающей среды ϑ, принимает вид

$$q + k \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = 0 \tag{475}$$

Его решение:

$$\vartheta = -\frac{q}{2k} x^2 + Ax + B. \tag{476a}$$

Фиг. 292. Нагрев вдоль толщины бесконечно протяженной пластины с удельным количеством выделяемой теплоты q при поверхностных нагревах ϑ_1 и ϑ_2.

Постоянные интегрирования A и B определяются из пограничных условий $\vartheta = \vartheta_1$ для $x = -\frac{\Delta}{2}$ и $\vartheta = \vartheta_2$ для $x = +\frac{\Delta}{2}$ и равны

$$A = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\Delta} \text{ и } B = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{q\Delta^2}{8k}, \tag{476b}$$

гд ϑ_1 и ϑ_2 — превышения температуры на поверхностях пластины. Отсюда

$$\vartheta = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{2} \frac{2x}{\Delta} + \frac{q}{8} \frac{\Delta^2}{k} \left[1 - \left(\frac{2x}{\Delta}\right)^2\right]. \tag{477}$$

Положив $\frac{d\vartheta}{dx} = 0$, мы находим максимальное превышение температуры при

$$x = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{q\Delta} k \tag{477a}$$

равным

$$\vartheta_{max} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{(\vartheta_2 - \vartheta_1)^2}{2q\Delta^2} k + \frac{q\Delta^2}{8k}. \tag{477b}$$

Среднее превышение температуры на пластине равно

$$\vartheta_W = \frac{1}{\Delta} \int\limits_{-\frac{\Delta}{2}}^{+\frac{\Delta}{2}} \vartheta dx = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{q\Delta^2}{12k}. \tag{477c}$$

По уравн. (477) мы можем вычислить распределение температуры внутри катушки, сечение которой образует узкий прямоугольник. Превышения температуры ϑ_1 и ϑ_2 получаются тогда с учетом потери температуры в слое изоляции [уравн. (472)] и с учетом отдачи теплоты наружным слоем изоляции окружающей среде [уравн. (454)], если еще принять во внимание, что количество теплоты, выходящее из обеих боковых поверхностей катушки, определяется положением температурного максимума [уравн. (477a)].

Очень часто можно считать, что обе поверхности катушки отдают одинаковое количество теплоты. Тогда превышение температуры на боковых поверхностях области теплового источника равно $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_i$ и уравн. (477) принимает вид

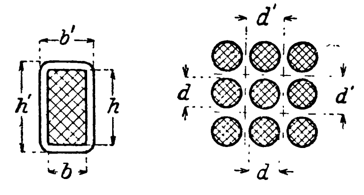
$$\vartheta = \vartheta_i + \vartheta'_{max} \left[1 - \left(\frac{2x}{\Delta}\right)^2\right], \tag{478}$$

а уравн. (477b) —

$$\vartheta_{max} = \vartheta_i + \vartheta'_{max}, \tag{478a}$$

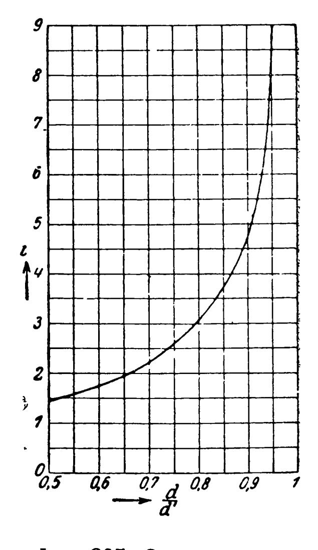
где

$$\vartheta'_{max} = \frac{q\Delta^2}{8k}. \tag{478b}$$



Фиг. 293. К уравн. (479 b).

Фиг. 294. К фиг. (295).



Фиг. 295. Отношение средней теплопроводности в сечении катушечной стороны с круглыми проволоками к теплопроводности изолирующего материала [ср. уравн. (479 c) и фиг. 294].

Среднее превышение температуры, вычислить которое можно по сопротивлению обмотки, равно по уравн. (477c)

$$\vartheta_W = \vartheta_i + \frac{q\Delta^2}{12k}. \tag{478c}$$

Независимо от величины выражения $\frac{q\Delta^2}{8k}$ мы получаем по уравн. (478a — c)

$$\vartheta_{max} = 1{,}5\,\vartheta_W - 0{,}5\,\vartheta_i. \tag{478d}$$

Обозначив через ε коэфициент использования сечения катушки, то есть отношение общего сечения обмоточного металла к сечению стороны катушки, через J плотность тока в обмоточном металле, в A/mm^2 и через ρ удельное сопротивление в $\Omega\ mm^2/m$ имеем

$$q = \varepsilon J^2 \rho \ W/cm^3. \tag{479a}$$

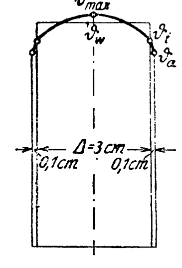
Для k нужно подставить средний коэфициент теплопроводности в сечении стороны катушки. Считая при этом бесконечно большою теплопроводность в обмоточном металле, мы можем для проводников прямоугольного сечения написать:

$$k \approx \frac{h}{h'} \frac{b'}{b' - b} k_J, \tag{479b}$$

где k_J означает коэфициент теплопроводности изолирующего материала, h и h' высоту (нормально к движению теплоты), а b и b' — ширину (в направлении движения теплоты) голого и изолированного проводника (фиг. 293). Для круглых проволок (фиг. 294) можно средний коэфициент теплопроводности в сечении стороны катушки определить по картинам поля теплового потока, по аналогии с изложенным в отделе G4b определением. Если написать

$$k = \iota k_J, \tag{479c}$$

то мы получаем для ι представленную на фиг. 295 кривую в зависимости от отношения $\frac{d}{d'}$ диаметров голой и изолированной проволоки, поскольку все промежутки заполнены изолирующим веществом (лаком или компаундною массой).



Фиг. 296. Нагрев катушки с узким сечением катушечной стороны в средней плоскости вдоль толщины катушки. Медная проволока, $\frac{d}{d'}=0{,}87$. $J = 2A/mm^2$.

Для нагревшейся в работе меди $\rho \approx 0{,}02\ \Omega mm^2/m$; для изолирующего вещества в сечении катушки мы можем считать $k_J \approx \approx 0{,}002$ W/grad·cm. При круглых проволоках имеем в среднем для магнитных катушек $\varepsilon = 0{,}6$, $\frac{d}{d'} = 0{,}87$, следовательно $\iota \approx 4$ или $k \approx 0{,}008$ W/grad·cm. При этих допущениях мы получаем для катушек с круглыми проволоками, без воздушных промежутков в сечении стороны катушки,

$$\vartheta_{max}' = \frac{q\Delta^2}{8k} \approx \frac{3}{16} (J\Delta)^2\ {}^\circ C, \tag{480}$$

где J выражено в A/mm^2 и Δ в cm.

Если, например, $J = 2\ A/mm^2$ и $\Delta = 3$ cm, то получается $\vartheta_{max}' = \frac{q\Delta^2}{8k} = 6{,}75^\circ$ C и по уравн. (478c и d)

$$\vartheta_W = \vartheta_i + 4{,}5^\circ\ C, \quad \vartheta_{max} = \vartheta_i + 6{,}75^\circ\ C.$$

ϑ_i мы определяем по уравн. (472) при $\frac{Q}{F} = \frac{q\Delta}{2}$:

$$\vartheta_i = \vartheta_a + \vartheta_\delta = \vartheta_a + \frac{q\Delta\delta}{2k_J}, \qquad (481a)$$

где ϑ_a по уравн. (454), при $\frac{W}{O} = \frac{q\Delta}{2}$ равно

$$\vartheta_a = \frac{q\Delta}{2h}. \qquad (481b)$$

Считая снова для изолирующего вещества оболочки $k_J = 0{,}002$ W/grad·cm, для его толщины $\delta = 0{,}1$ cm и для коэфициента теплоотдачи $h = 14$ W/m², мы получаем в заключение такие превышения температуры в °C (ср. фиг. 296):

$$\vartheta_a = 5{,}15, \quad \vartheta_\delta = 3{,}6, \quad \vartheta_i = 55{,}1, \quad \vartheta_W = 59{,}6, \quad \vartheta_{max} = 61{,}8.$$

Таблица 16.

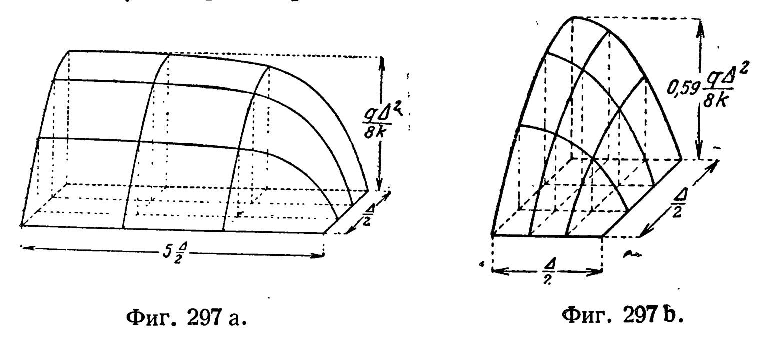
Коэфициент теплопроводности *k*, теплоемкость *c* (для газов при постоянном давлении) и удельный вес *s* различных материалов.

Материал	*k*		*c*		*s*
	kcal/°C mh	W/°C cm	kcal/°C kg	J/°C g	g/cm³
Алюминий [Л 148]	175	2,03	0,21	0,816	2,6
Железо, динамное железо [Л 148]	56	0,653	0,11	0,462	7,7
Динамное железо (листы толщиною 0,5 mm, с бумажной изоляцией), в направлении, поперечном к плоскости листов [Л 143]	0,86	0,01			
Медь [Л 148]	320	3,75	0,093	0,388	8,94
Латунь [Л 148]	90	1,044	0,092	0,384	8,6
Асбест (100°) [Л 133]	0,167	0,00194	0,1947	0,815	2,5
Хлопчатая бумага (100°) [Л 133]	0,059	0,00069	0,362	1,510	1,48
„ „ (пропитанная лаком)	0,232	0,0027			
Слюда [136]	0,310	0,0036	0,206	0,862	3,0
Графит [Л 148]	4,22	0,049	0,20	0,838	2,1
Кабельная изоляция (пропитанная бумага и джут) [Л 136]	0,095	0,0011			
Сосновое дерево, вдоль [Л 148]	0,108	0,00126	0,6	2,51	0,31 ÷ 0,76
„ „ поперек [Л 148]	0,0318	0,00037			
Полотно [Л 148]	0,129	0,0015			1,5
Миканит [Л 136]	0,172	0,002			2,3
Микарта [Л 149]	0,120	0,0014			1,7
Бумага [Л 148]	0,540	0,0063	0,40	1,673	0,9
Шелк [Л 133]	0,051	0,00059			1,56
Трансформаторное масло	0,142	0,00164	0,43	1,80	0,95
Вода [Л 148]	0,54	0,00628	1	4,184	1
Воздух $p = 760$ mm Hg [Л 148] 20° C	0,0216	0,000251	0,241	1,009	0,001205
40° C	0,0238	0,000265			0,001128
60° C	0,0240	0,000279			0,001060
80° C	0,0252	0,000293			0,00100
Бескон. тонкий слой воздуха [Л 133]	0,0198	0,00023			

При желании учесть **влияние узких сторон катушки** нужно тепловое уравнение представить в виде

$$q + k_x \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0, \qquad (482)$$

причем мы опять считаем, что температура не изменяется вдоль витка катушки (ось z на фиг. 292). Решение этого уравнения уже довольно сложно. В предположении, что $k_x = k_y = k$, что все части поверхности катушки имеют общее превышение температуры ϑ_i и отдают среде одинаковое на единицу поверхности количество теплоты, мы получаем представленное на фиг. 297a и b распределение температуры по одной четверти сечения стороны катушки, если считать $\vartheta_i = 0$ [Л 152]. Фиг. 297a предполагает отношение



Фиг. 297 a. Фиг. 297 b.

Повышение температуры для одной четверти сечения катушечной стороны над внутренним превышением температуры по краю ϑ_i, считаемого неизменным. a — отношение сторон катушки $v = 5$; b — $v = 1$.

между сторонами сечения катушки, равное 5; максимальная температура здесь все еще та же, как при отношении сторон ∞ [уравн. (478a)]. Фиг. 297b относится к квадратному сечению стороны катушки; здесь максимальная температура составляет всего лишь 0,59 от максимальной температуры при отношении сторон ∞.

Чтобы показать влияние отношения v сторон сечения катушки на максимальную температуру, отнесем разность $\vartheta_{max} - \vartheta_i$ между максимальной температурой и внутренней температурой по краю к соответственной разности при отношении сторон ∞ $\left(\vartheta_{max} - \vartheta_i = \vartheta_{max}' = \frac{q\Delta^2}{8k}\right)$, причем приравняем толщину катушки Δ длине **узкой** стороны подлинного сечения катушки, написав для этого

$$\tau_{max} = \frac{\vartheta'_{max} - \vartheta_i}{\vartheta'_{max}} = \frac{\vartheta_{max} - \vartheta_i}{\frac{q\Delta^2}{8k}}. \qquad (483)$$

Это отношение представлено на фиг. 298 в зависимости от отношения сторон v.

В значительно меньшей степени колеблется отношение

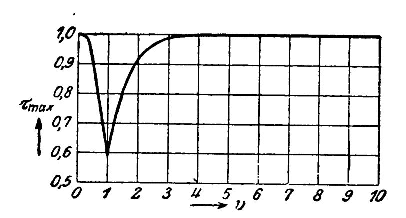
$$\tau = \frac{\vartheta_{max} - \vartheta_i}{\vartheta_W - \vartheta_i} \tag{484}$$

между разностью максимальной температуры и температуры по краю и разностью средней температуры и температуры по краю. Это отношение лежит в пределах 1,5 (при $v = \infty$) и 2,1 (при квадратном сечении катушки) и представлено на фиг. 299 в зависимости от отношения сторон v.

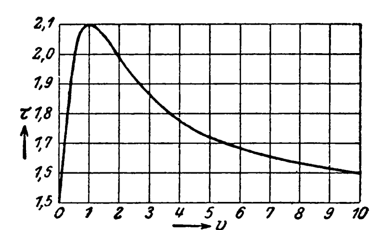
Из уравн. (484) мы получаем максимальную температуру

$$\vartheta_{max} = \tau\vartheta_W - (\tau - 1)\vartheta_i, \tag{484a}$$

где среднее превышение температуры ϑ_W найдено посредством измерения сопротивления и превышение температуры ϑ_i на внутрен-



Фиг. 298. Разность между максимальной температурой ϑ_{max} и внутренней температурой по краю ϑ_i, отнесенная к соответственной разности при отношении сторон $\vartheta_i = \infty$. Уравн. (483).



Фиг. 299. Отношение разностей максимальной температуры и внутренней температуры по краю к средней температуре и внутренней температуре по краю, в функции отношения сторон v. Уравн. (484).

нем крае изолирующей оболочки найдено путем измерения или вычисления. При среднем отношении $\tau \approx 1,8$ получается

$$\underline{\vartheta_{max} \approx 1,8\,\vartheta_W - 0,8\,\vartheta_i.} \tag{484b}$$

c) Распределение температуры в листовом пакете. Мы можем по уравн. (478) вычислить распределение температуры в листовом пакете трансформатора или машины, допустив, что теплопроводность железа бесконечно велика по сравнению со средней теплопроводностью в направлении, нормальном к листам, разобщенным изолирующими прокладками. Из теплоты, возникающей в одном листе, мы должны вычесть теплоту, отданную наружу его гранями, и прибавить ту теплоту, которую отдает листу обычно более теплая обмотка. Если в первом приближении считать, что эта результирующая теплота одинакова во всех листах, то справедливо уравн. (478). Если указанные, подводимое и отводимое, количества теплоты в точности друг друга компенсируют, то получается

$$q = Vsk_E, \tag{485a}$$

где V означает средний коэфициент потерь (цифра потерь), s — удельный вес и k_E — отношение длины чистого железа к действи-

тельной длине листового пакета (с изолирующими прокладками, ср. стр. 168). При $k_E = 0,9$, $s = 7,8$ g/cm³ и коэфициенте теплопроводности в направлении поперек листов $k \approx 0,01$ W/grad·cm:

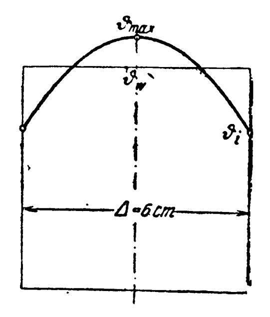
$$\vartheta'_{\max} = \frac{q\Delta^2}{8k} \approx 0,088\, V\Delta^2\,{}^\circ\mathrm{C}, \tag{485}$$

где V надо выражать в W/kg и Δ в cm.

При среднем коэфициенте потерь 8 W/kg и толщине листового пакета $\Delta = 6$ cm (ср. фиг. 300) получается по уравн. (478а и с)

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_i + 25,3^\circ\,\mathrm{C}, \quad \vartheta_W = \vartheta_i + 16,9^\circ\,\mathrm{C}.$$

Если, как обычно, железные поверхности листового пакета непосредственно омываются охлаждающим воздухом, то ϑ_i следует вычислять по уравн. (454) с $\frac{W}{O} = \frac{q\Delta}{2}$. При вентиляционных прорезах шириною 1 cm, высоте листового пакета примерно 30 cm в направлении потока и средней скорости воздуха 8,5 m/sec имеем $h = 40$ W/grad·m² (кривая c на фиг. 290) и получаем $\vartheta_i = 42,1^\circ$C.



Фиг. 300. Нагрев листового пакета длиною $\Delta = 6$ cm, в котором выделяется и отводится через торцевые поверхности 8 W/kg.

3. Распределение температуры в катушках, уложенных в железо.

При определении распределения температуры в сечении катушки мы предполагали, что температура вдоль витка катушки не изменяется. Это предположение соответствует действительности, когда толщина изолирующей оболочки и теплоотдача с единицы поверхности вдоль оси стороны катушки не изменяются или когда средняя длина витка столь мала, что не может возникнуть заметного температурного перепада вдоль проводника тока.

При катушках с большею средней длиною витка, отчасти уложенных в железо, эта предпосылка уже не соблюдена. Окруженные железом части катушки при достаточной толщине изоляции впадины отводят значительно меньше тепла, чем выступающие из железа головки обмотки. Тогда по середине листового пакета температура обмотки максимальна, а по середине лобовых соединенений минимальна. Зато здесь сечение стороны катушки относительно невелико, так что в пределах этого сечения (плоскость x-y) мы можем считать

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0. \tag{486}$$

Тогда мы имеем в обмоточном металле только температурный перепад вдоль средней линии одной катушечной стороны (координата z на фиг. 292).

Количество теплоты на единицу объема, отводимое через изолирующую оболочку катушки в единицу времени, равно

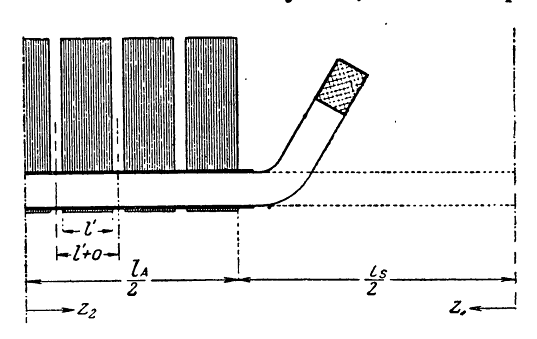
$$w' = \frac{uw}{f}, \tag{487}$$

где w означает отводимое с единицы поверхности катушки количество теплоты, u — периметр сечения и f — сечение стороны катушки (ср. фиг. 291). Обозначив снова через q количество теплоты, возникающее в единице объема катушки, мы получаем для превышения температуры ϑ у обмоточного металла диференциальное уравнение

$$q - \frac{uw}{f} + k\,\frac{\partial^2\vartheta}{\partial z^2} = 0. \qquad (488)$$

Если в этом уравнении для k подставить коэфициент теплопроводности обмоточного металла, то и для f надо подставить сечение металла стороны катушки и отнести q к этому сечению.

а) Радиальная вентиляция. Рассмотрим сперва выступающую из железа часть катушки, для которой мы вводим координату z_1, отсчитывая ее от середины головки катушки, половина которой на фиг. 301 представлена выпрямленной, в виде пунктирных линий. С единицы поверхности катушки отводится наружу количество теплоты



Фиг. 301. Обозначения при радиальной вентиляции.

$$w_1 = \frac{k_1}{\delta_1}(\vartheta - \vartheta_1), \qquad (489a)$$

где k_1 означает коэфициент теплопроводности изолирующей оболочки, δ_1 — ее толщину и ϑ_1 — превышение температуры на ее поверхности. То же количество теплоты должен воспринимать охлаждающий воздух:

$$w_1 = h_1(\vartheta_1 - \vartheta_{L_1}), \qquad (489b)$$

где h_1 означает (внешний) коэфициент теплоотдачи изолирующей оболочки относительно охлаждающего воздуха, нагревшегося на ϑ_{L_1}. При внутренних якорях имеем $\vartheta_{L_1} = 0$; при наружных якорях ϑ_{L_1} означает превышение температуры у охлаждающего воздуха при омывании обмоточных головок внутренней части машины (у синхронных машин — обмотки полюсов).

Из уравн. (489a и b) имеем

$$w_1 = \lambda_1(\vartheta - \vartheta_{L_1}), \qquad (490a)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{k_1 h_1}{k_1 + h_1\delta_1}. \qquad (490b)$$

Если еще написать, чтобы учесть зависимость теплоты джоулевых потерь от превышения температуры,

$$q = q_0(1 + \alpha\vartheta), \qquad (490c)$$

где q_0 означает теплоту джоулевых потерь в единице объема катушки при температуре среды ($\vartheta = 0$) и α — температурный коэфициент обмоточного металла, то уравн. (488) принимает вид

$$\frac{\partial^2\vartheta}{\partial z^2} - a_1^2\vartheta + b_1 = 0, \qquad (491)$$

где

$$a^2_1 = \frac{1}{k}\left(\lambda_1 \frac{u_1}{f} - \alpha q_0\right) \text{ и } b_1 = \frac{1}{k}\left(q_0 + \lambda_1 \frac{u_1}{f} \vartheta_{L_1}'\right). \qquad (491\text{a и b})$$

Решение этого диференциального уравнения имеет вид

$$\vartheta = A_1 e^{a_1 z_1} + B_1 e^{-a_1 z_1} + \frac{b_1}{a^2}. \qquad (492)$$

Так как распределение температуры симметрично относительно середины поперечного соединения катушки ($z_1 = 0$), то должно быть $A_1 = B_1$, и мы получаем

$$\vartheta = 2A_1 \operatorname{ch} a_1 z_1 + \frac{b_1}{a_1^2}, \qquad (493)$$

где A_1 представляет собою постоянную интегрирования, которая еще подлежит определению.

Мы обращаемся теперь к части катушки, расположенной в якоре, причем отсчитываем координату z_2 от средней плоскости якоря (фиг. 301). Железное тело якоря при радиальной вентиляции состоит из нескольких листовых пакетов, разобщенных вентиляционными каналами. В тех местах катушки, где расположены листовые пакеты, теплота вообще отводится иначе, чем в тех местах, где находятся вентиляционные каналы. Собственно говоря, нам следовало бы для каждой из этих частей отдельно составить диференциальное уравнение и определить фигурирующие в решениях постоянные интегрирования по пограничным условиям. Для упрощении расчета мы задаемся для количества теплоты, отводимого с единицы поверхности катушки, некоторым значением, средним по длине $l' + o$ (ср. фиг. 301) между средними плоскостями смежных вентиляционных каналов, и находим это среднее значение следующим образом.

В пределах вентиляционного канала сквозь все изолирующие оболочки проходит в единицу времени количество теплоты [уравн. (471a)]

$$W_L = \frac{k_2}{\delta_2} u_2 o N(\vartheta - \vartheta_2), \qquad (494\text{a})$$

где k_2 означает коэфициент теплопроводности изолирующей оболочки, δ_2 — ее толщину, u_2 — ее средний периметр в сечении стороны катушки (ср. фиг. 291), N — число впадин, o — ширину одного вентиляционного канала и $\vartheta - \vartheta_2$ (среднюю) разность температур между внутренней и внешней поверхностями изолирующей оболочки.

Это количество теплоты поверхность оболочек u_2oN[1] должна отдавать охлаждающему воздуху:

$$W_L = h_2 u_2 oN(\vartheta_2 - \vartheta_{L_2}), \tag{494b}$$

где h_2 означает (внешний) коэфициент теплоотдачи изолирующей оболочки относительно воздуха, нагревшегося на ϑ_{L_2} на пути через обмотку. Из уравн. (494a) и (494b) мы получаем для количества теплоты, отводимого поверхностями оболочек одного вентиляционного канала,

$$W_L = \lambda_L u_2 oN(\vartheta - \vartheta_{L_2}), \tag{495}$$

где

$$\lambda_L = \frac{k_2 h_2}{k_2 + h_2\delta_2}. \tag{495a}$$

В пределах листового пакета длиною l' с поверхностей катушки отдается листовому пакету количество теплоты

$$W_E = \Lambda_E(\vartheta - \vartheta_E), \tag{496}$$

где

$$\Lambda_E = \lambda_E u_2 l' N \quad \text{и} \quad \lambda_E = \frac{k_2}{\delta_2}, \tag{496a и b}$$

причем $\vartheta - \vartheta_E$ означает среднюю разность температур между внутренней и наружной поверхностями изолирующих оболочек.

Относительно перехода теплоты от листового пакета к воздуху нам надо иметь в виду, что вследствие низкой теплопроводности листового пакета в направлении, нормальном к листам, превышение температуры на стенках пакета (стенках каналов) значительно меньше, чем по середине пакета. Если пренебречь температурным перепадом в плоскости листа, то ϑ_E означает также среднее превышение температуры на внутренней и внешней боковых поверхностях листового пакета; следовательно боковая поверхность отдает количество теплоты $h_M O_M(\vartheta_E - \vartheta_{L_2})$ (h_M означает средний коэфициент теплоотдачи, O_M — общую боковую поверхность пакета). Если обозначить через ϑ_S среднее превышение температуры на стенках листового пакета (на стенках канала), через Q_{E_1} — железные потери в пакете и через h_S и O_S коэфициент теплоотдачи и поверхность стенок, то получается

$$W_E + Q_{E_1} = h_S O_S(\vartheta_S - \vartheta_{L_2}) + h_M O_M(\vartheta_E - \vartheta_{L_2}). \tag{497}$$

Между средним превышением температуры ϑ_S на стенках и средним превышением температуры ϑ_E на боковой поверхности получается тогда по уравн. (478c) соотношение

$$\vartheta_E = \vartheta_S + \frac{1}{\Lambda_S}\left[Q_{E_1} + W_E - h_M O_M(\vartheta_E - \vartheta_{L_2})\right], \tag{497a}$$

[1] Строго говоря, надо было бы здесь ввести не средний, а внешний периметр, но они столь близки друг другу, что здесь и ниже мы их считаем друг другу равными.

где

$$\frac{1}{\Lambda_S} = \frac{l'^2}{12 V_p k_q} = \frac{l'}{6\, O_S k_q}, \tag{497b}$$

причем $V_p = \frac{O_S}{2} l'$ означает объем одного листового пакета, включая бумажные прокладки, $Q_{E_1} + W_E - h_M O_M (\vartheta_E - \vartheta_{L_2})$, отводимое через стенки количество теплоты (ср. § 2c) и k_q — средний результирующий коэфициент теплопроводности в поперечном к листам направлении.

Из уравн. (496), (497) и (497a) мы получаем, исключив превышения температуры ϑ_S и ϑ_E,

$$W_E = \Lambda_E \left[\eta (\vartheta - \vartheta_{L_2}) - \frac{Q_{E_1}}{\Lambda}\right], \tag{498}$$

где положено для сокращения

$$\eta = \frac{\Lambda_P}{\Lambda_P + \beta \Lambda_E}, \quad \frac{1}{\Lambda} = \frac{\beta}{\Lambda_P + \beta \Lambda_E} \tag{498a и b}$$

с проводимостью

$$\Lambda_P = \beta h_M O_M + h_S O_S \tag{498c}$$

и коэфициентом

$$\beta = 1 + \frac{h_S O_S}{\Lambda_S}. \tag{498d}$$

Сумма количеств тепла, отводимая катушкой через вентиляционный канал и один листовой пакет, равна $W_L + W_E$, так что получается для среднего значения, которое надо подставить в уравн. (488),

$$w = \frac{W_L + W_E}{u_2 (l' + o) N}, \tag{499}$$

где $l' + o$ означает сумму длин одного листового пакета и одного вентиляционного канала.

При этом значении w диференциальное уравнение принимает тот же вид, как уравн. (491); здесь мы имеем

$$\left.\begin{aligned} a_2^2 &= \frac{1}{k}\left(\lambda_2 \frac{u_2}{f} - \alpha q_0\right), \\ b_2 &= \frac{1}{k}\left(\frac{\lambda_E Q_{E1}}{\Lambda} \frac{l'}{l' + o} \frac{u_2}{f} + \lambda_2 \frac{u_2}{f} \vartheta_{L_2} + q_0\right), \end{aligned}\right\} \tag{500a и b}$$

где

$$\lambda_2 = \frac{o \lambda_L + \eta l' \lambda_E}{l' + o}, \tag{500c}$$

и получаем

$$\vartheta = 2 A_2 \operatorname{ch} a_2 z_2 + \frac{b_2}{a_2^2}. \tag{500}$$

Еще раз заметим, что в уравн. (491а и b) и (500а и b) для f надо подставлять сечение обмоточного металла одной катушечной стороны и относить q_0 к единице объема обмоточного металла, если для k подставлен коэфициент проводимости обмоточного металла.

Постоянные интегрирования A_1 и A_2 в уравн. (493) и (500) мы определяем так, чтобы при $z_1 = \frac{1}{2}\, l_S$ и при $z_2 = \frac{1}{2}\, l_A$ оба уравнения дали одинаковую температуру и равные, но противоположные температурные перепады $\frac{\partial \vartheta}{\partial z}$ (z_2 считается положительным в другом направлении, нежели z_1). Тогда получается:

$$\left.\begin{aligned} 2A_1 &= \left(\frac{b_2}{a_1^2} - \frac{b_1}{a_1^2}\right)\frac{a_2}{c}\,\mathrm{sh}\,\frac{a_2 l_A}{2} \\ 2A_2 &= \left(\frac{b_1}{a_1^2} - \frac{b_2}{a_2^2}\right)\frac{a_1}{c}\,\mathrm{sh}\,\frac{a_1 l_S}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (501\text{a и b})$$

где

$$c = a_1\,\mathrm{sh}\,\frac{a_1 l_S}{2}\,\mathrm{ch}\,\frac{a_2 l_A}{2} + a_2\mathrm{sh}\,\frac{a_2 l_A}{2}\,\mathrm{ch}\,\frac{a_1 l_S}{2}. \qquad (501\text{c})$$

При этих постоянных превышение температуры у обмотки по середине обмоточной головки получается равным по уравн. (493)

$$\Theta_1 = \frac{b_1}{a_1^2} + 2A_1 \qquad (502\text{a})$$

и по середине листового пакета по уравн. (500)

$$\Theta_2 = \frac{b_2}{a_2^2} + 2A_2, \qquad (502\text{b})$$

причем одно из этих значений, обычно второе, является максимальным, а другое — минимальным значением превышения температуры у обмотки. Для среднего значения превышения температуры у катушки мы получаем

$$\begin{aligned} \vartheta_W &= \frac{2}{l_A + l_S}\left[\int_0^{\frac{l_S}{2}} \vartheta dz_1 + \int_0^{\frac{l_A}{2}} \vartheta dz_2\right] \\ &= \frac{2}{l_A + l_S}\left[\frac{2A_1}{a_1}\,\mathrm{sh}\,\frac{a_1 l_S}{2} + \frac{b_1 l_S}{2a_1^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2A_2}{a_2}\,\mathrm{sh}\,\frac{a_2 l_A}{2} + \frac{b_2 l_A}{2a_2^2}\right]. \end{aligned} \qquad (503)$$

Чтобы определить распределение температуры в отдельных листовых пакетах, можно допустить, что превышение температуры ϑ у обмотки вдоль одного листового пакета повсюду одинаково и равно превышению температуры ϑ_m у об-

мотки по середине листового пакета. По уравн. (496) и (498) среднее превышение температуры у пакета равно тогда

$$\vartheta_E = \frac{Q_{E_1}}{\Lambda} + (1-\eta)\,\vartheta_m + \eta\vartheta_{L_2}, \tag{504}$$

по уравн. (497a) и (498) среднее превышение температуры на его стенках равно

$$\vartheta_S = \vartheta_E + \frac{h_M O_M}{\Lambda_S}(\vartheta_E - \vartheta_{L_2}) - \eta\,\frac{\Lambda_E}{\Lambda_S}(\vartheta_m - \vartheta_{L_2}) + \\ + \frac{Q_{E_1}}{\Lambda_S}\left(\frac{\Lambda_E}{\Lambda} - 1\right) \tag{505}$$

или, так как по уравн. (498a) и (498b)

$$\frac{\Lambda_E}{\Lambda} - 1 = -\eta, \tag{505a}$$

то оно равно также

$$\vartheta_S = \vartheta_E + \frac{1}{\Lambda_S}\{h_M O_M(\vartheta_E - \vartheta_{L_2}) - \\ - \eta\,[\Lambda_E(\vartheta_m - \vartheta_{L_2}) + Q_{E_1}]\} \tag{505b}$$

и по уравн. (478d) максимальная температура в отдельном листовом пакете, по середине которого превышение температуры у обмотки составляет ϑ_m, равна

$$\vartheta_{E_{\max}} = 1{,}5\vartheta_E - 0{,}5\vartheta_S. \tag{506}$$

b) Числовой пример. Чтобы пояснить пользование уравнениями, выведенными в этом отделе, мы вычислим распределение температуры в якоре трехфазного генератора на 6500 kVA, 10000 V, 50 пер/сек и 83 об/мин. Так как мы не собираемся здесь изучать также теплоотдачу полюсов, то простоты ради допустим, что входящий в вентиляционные каналы листового пакета воздух имеет ту же температуру, какую имеет воздух, устремляющийся на головки обмотки, и определим превышение температуры относительно этого притекающего воздуха ($\vartheta_{L_1} = \vartheta_{L_2} = 0$).

Дано:

$l_A = 103$ cm, $l_S = 75$ cm, $l' = 4{,}78$ cm, $o = 1$ cm, $N = 432$, $u_1 \approx u_2 = 16{,}8$ cm, $\delta_1 = 0{,}2$ cm, $\delta_2 = 0{,}4$ cm, $f = 3{,}85$ cm².

Общая теплота медных потерь у холодной машины (20° C, $\vartheta = 0$) составляет 50 kW, так что $q_0 = \frac{50000}{(l_A + l_S)\,Nf} = 0{,}169$ W/cm³, $\alpha = 0{,}004°\ \mathrm{C}^{-1}$. Для коэфициентов теплопроводности в W/grad·cm мы принимаем $k \approx 3{,}8$ (медь), $k_q = 0{,}01$ (листовой пакет в направлении, поперечном к плоскости листа), $k_1 = k_2 = 0{,}0015$ (изолирующая оболочка). Общая теплота железных потерь составляет 160 kW, так что теплота железных потерь в одном из 18 листовых пакетов равна $Q_{E_1} = 8890$ *W*. Стенки одного пакета имеют общую площадь $O_S = 3{,}12$ m². Внутренняя боковая поверхность $O_{Mi} = 0{,}850$ m², наружная $O_{Ma} = 0{,}896$ m². Наружный диаметр якоря равен 5,97 m,

диаметр расточки = 5,65 m, окружная скорость 24,5 m/sec. Коэфициенты теплоотдачи в W/grad·m², мы принимаем равными $h_S = 50$ (что соответствует скорости воздуха в канале около 10 m/sec, фиг. 290); далее $h_1 = 45$, $h_2 = h_{Mi} = 50$ и $h_{Ma} = 14$. Для коэфициента теплоотдачи наружной боковой поверхности мы взяли столь низкую цифру потому, что на наружной поверхности листового пакета воздух обладает незначительной скоростью и, к тому же, мы хотим учесть то обстоятельство, что этот воздух уже нагрет. Мы получаем для $h_M O_M = h_{Mi} O_{Mi} = h_{Ma} O_{Ma} = 55{,}0$ W/grad.

По уравн. (490b) получается $\lambda_1 = 28{,}1$ W/grad·m² и по уравн. (491a и b)

$$a_1 = 5{,}52 \text{ m}^{-1}, \quad b_1 = 4{,}45 \text{ grad/m}^2;$$

далее

$$\lambda_L = 21{,}4 \text{ W/grad}\cdot\text{m}^2 \text{ [уравн. (495a)]}$$

$$\lambda_E = 37{,}5 \text{ W/grad}\cdot\text{m}^2 \text{ [уравн. (496b)]}, \ \Lambda_E = 130 \text{ W/grad [уравн. (496a)]};$$

$$\frac{1}{\Lambda_S} = 25{,}55\cdot 10^{-4} \text{ grad/W [уравн. (497b)]} \quad \beta = 1{,}398 \text{ [уравн. (498d)]};$$

$$\Lambda_P = 233 \text{ W/grad [уравн. 498c)]}, \ \frac{1}{\Lambda} = 33{,}7\cdot 10^{-4} \text{ grad/W [уравн. (498b)]};$$

$\eta = 0{,}562$ [уравн. (498a)], $\lambda_2 = 21{,}1$ W/grad·m² [уравн. (500c)] и по уравн. (500a и b)

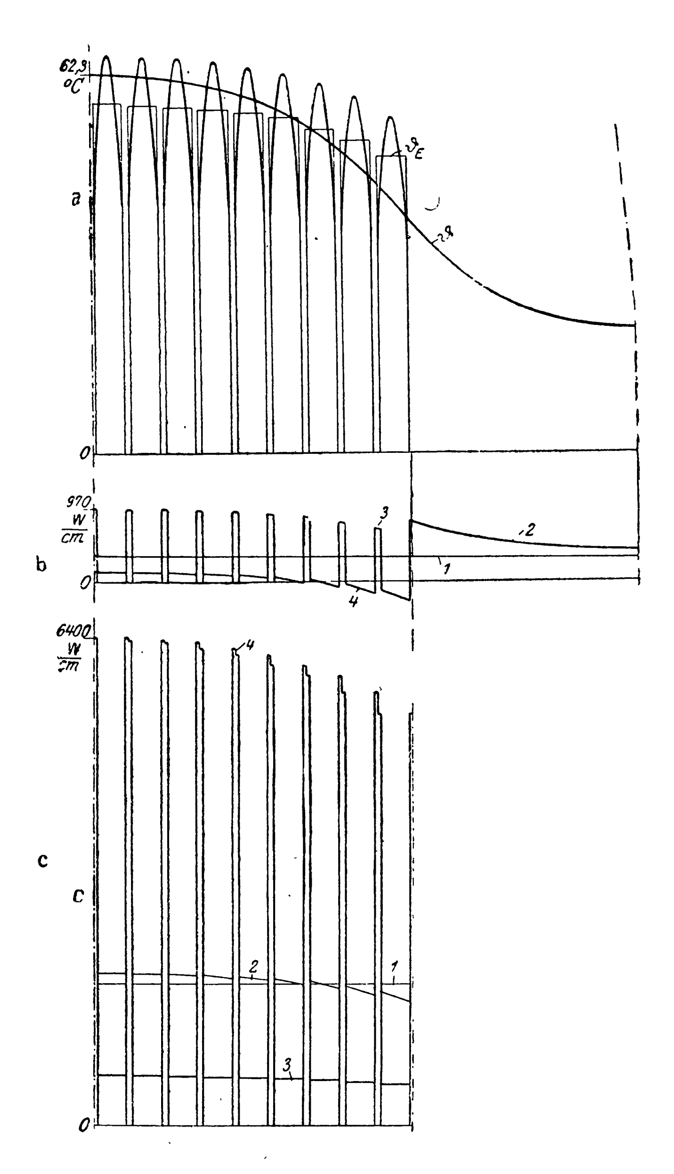
$$a_2 = 4{,}74 \text{ m}^{-1}, \quad b_2 = 15{,}1 \text{ grad/m}^2.$$

Наконец по уравн. (501c) $c = 233$ m^{-1} и по уравн. (501a и b)

$$2A_1 = 6{,}10\,^\circ\text{C}, \quad 2A_2 = -4{,}86\,^\circ\text{C}.$$

По уравн. (493) и (500) мы получаем затем показанное на фиг. 302a (кривая ϑ) нагревание якорной обмотки вдоль одной повины машины от средней плоскости якоря до середины лобового соединения. Наименьшее превышение температуры у обмотки имеет место по середине лобового соединения. Оно равно по уравн. (502a) $\Theta_1 = 20{,}7^\circ$ C; наибольшее имеет место по середине якоря и равно по уравн. (502b) $\Theta_2 = 62{,}34^\circ$ C; среднее нагревание обмотки по уравн. (503) составляет $\vartheta_W = 43{,}3^\circ$ C. Если бы между обмоткой и железом не происходило теплообмена ($\lambda_E = 0$) и если бы также приравнять нулю теплоотдачу у частей обмотки в вентиляционных каналах ($\lambda_2 = 0$), то получилось бы $\Theta_1 = 30{,}6^\circ$ C и $\Theta_2 = 178^\circ$ C.

Среднее превышение температуры у листовых пакетов ϑ_E получается по уравн. (504), у стенок их ϑ_S — по уравн. (505b) и наибольшее превышение температуры $\vartheta_{E\max}$ — по уравн. (506). Параболы над длинами отдельных листовых пакетов изображают в первом приближении нагревание железа вдоль этих пакетов. Считаясь с изменяющимся вдоль пакета теплообменом, мы получаем превышение температуры у пакета по уравн. (500) с измененными постоянными. По характеру это изменение сходно с изменением ϑ на фиг. 302a над z_2.



Фиг. 302 a—c.

a — нагрев обмотки (ϑ) и листовых пакетов (ϑ), считая от середины машины до середины лобового соединения при радиальной вентиляции.

b — тепловой баланс обмотки;

1 — количество теплоты в обмотке, *2* — теплоотдача через свободные обмоточные головки, *3* — через свободные части катушечных сторон в вентиляционных каналах, *4* — через уложенные в железо части катушечных сторон.

c — тепловой баланс железа;

1 — количество теплоты в железе, *2* — сумма количества теплоты в железе и передаваемого железу от обмотки количества теплоты, *3* — теплоотдача через боковые поверхности, *4* — через торцевые поверхности.

Чтобы нагляднее представить теплообмен между обмоткой и железом, на фиг. 302b показан тепловой баланс обмотки, а на фиг. 302c — тепловой баланс железа.

Кривая *1* на фиг. 302b изображает возникшую вдоль половины машины и отнесенную к единице длины теплоту в обмотке. Часть этой теплоты отдается охлаждающему воздуху головками обмотки (часть кривой *2*) другая часть — свободными частями сторон катушек в вентиляционном канале (части кривой *3*). Третья часть переходит от обмотки через изолирующие оболочки к железу (части кривой *4*); эта часть для крайних листовых пакетов отрицательна. Части кривой *4* определяются средними значениями ϑ_E вдоль каждого из листовых пакетов. Площадь, которую кривая *1* образует с осью абсцисс, равна общей площади остальных кривых. В круглых цифрах мы получаем следующий тепловой баланс:

Головки обмотки отдают охлаждающему воздуху теплоту	40 kW
Части обмотки в вентиляционном канале отдают теплоту	15 kW
Части обмотки отдают железу теплоту	3 kW
Общее количество теплоты в обмотке	58 kW

На фиг. 302c кривая *1* изображает теплоту железных потерь в отдельных листовых пакетах, отнесенную к единице длины. Кривая *2* учитывает теплообмен между железом и обмоткой, то есть изображает теплоту, которую железо должно отдавать воздуху. Боковые поверхности листовых пакетов отдают количество теплоты, изображаемое частями кривой *3*, причем опять-таки для каждого отдельного листового пакета показано среднее по его осевой длине значение. Обозначенные через *4* части изображают отданную стенками теплоту, нанесенную здесь для каждой стенки над половиной ширины канала. Площади, образуемые частями кривой *2* с осью абсцисс, должны равняться площадям частей кривой *3* и *4*. В круглых цифрах мы получаем следующий тепловой баланс:

Теплота железных потерь	160 kW
Переход тепла от обмотки к железу	3 kW
Общее количество теплоты в листовых пакетах	163 kW
Теплоотдача на стенках листовых пакетов	109,2 kW
Теплоотдача на боковых поверхностях листовых пакетов . . .	53,8 kW
Общая теплоотдача	163,0 kW

c) Аксиальная вентиляция. При аксиальной вентиляции нам уже нельзя пренебрегать температурным перепадом в листовом пакете, в направлении воздушного потока, как это допустимо было при радиальной вентиляции, потому что изолирующие слои между отдельными листами значительно понижают теплопроводность k_q в направлении, поперечном к листам (ср. таблица 16 на стр. 330).

Чтобы исследовать влияние k_q на распределение температуры в пакете, допустим простоты ради, что теплота отводится только через аксиальные отверстия, сквозь которые проходит воздушный поток, и предположим, что возникшая теплота равна теплоте, передающейся от обмотки пакета вдоль вала машины (коорди-

ната z). Теплопроводность в плоскости листа мы, как и прежде, считаем бесконечно большою.

Тогда уравн. (488), составленное для заложенной во впадины катушки, справедливо также для листового пакета, поскольку отдельные величины означают: q — отнесенную к единице объема пакета теплоту (теплоту железных потерь и теплоту, перешедшую с обмотки на пакет), u — общий периметр всех отверстий, сквозь которые проходит воздушный поток, f — сечение пакета [равное $\frac{O_S}{2}$ в уравн. (497)], $k = k_q$ — теплопроводность в направлении, поперечном к листам, и $\vartheta = \vartheta_E$ нагрев железа. Величина

$$w = h' \, (\vartheta_E - \vartheta_L) \tag{507a}$$

означает теплоту, отданную воздушному потоку с единицы поверхности в вентиляционных каналах, причем h' определяется уравн. (462), а ϑ_L означает нагрев воздушного потока. Если еще положить для сокращения

$$\vartheta_E - \vartheta_L = \Delta \tag{507b}$$

и

$$\frac{uh'}{scV} = a, \qquad \frac{uh'}{fk_q} = b, \qquad \frac{q}{k_q} = d, \tag{507c — e}$$

[ср. уравн. (460)], то уравн. (488) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \vartheta_E}{\partial z^2} - b\Delta + d = 0. \tag{508}$$

Для воздушного потока справедливо уравнение

$$uh'\Delta dz = scV \, \frac{\partial \vartheta_L}{\partial z} \, dz \tag{509a}$$

[ср. уравн. (463)] или

$$\frac{\partial \vartheta_L}{\partial z} = a\Delta. \tag{509}$$

Продиференцировав это уравнение и сложив его с уравн. (508), мы получаем диференциальное уравнение для разности температур $\Delta\,(z)$ между листовым пакетом и воздушным потоком

$$\frac{d^2\Delta}{dz^2} + a\,\frac{d\Delta}{dz} - b\Delta + d = 0. \tag{510}$$

Общий интеграл этого уравнения имеет вид:

$$\Delta = Ae^{\alpha_1 z} + Be^{\alpha_2 z} + \frac{d}{b}, \tag{511}$$

где

$$\alpha_1 = -\frac{a}{2} + \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + b} \quad \text{и} \quad \alpha_2 = -\frac{a}{2} - \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + b} \tag{511a и b}$$

Согласно нашему предположению стенки пакета ($z = 0$ и $z = l$) не должны отдавать теплоты. Эта предпосылка дает нам пограничные условия

$$\text{при } z = 0 \text{ и } z = l: \quad \frac{\partial \vartheta_E}{\partial z} = 0 \tag{512a}$$

для определения постоянных интегрирования A и B. Мы получаем по уравн. (507b), (509) и (511)

$$\frac{\partial \vartheta_E}{\partial z} = d\,\frac{a}{b} - \alpha_2 A e^{\alpha_1 z} - \alpha_1 B e^{\alpha_2 z}. \tag{512}$$

Приравняв нулю правую часть сперва для $z = 0$, а затем для $z = l$, мы получаем из этих двух уравнений

$$A = d\,\frac{a}{b}\,\frac{1 - e^{\alpha_2 l}}{\alpha_2\,(e^{\alpha_1 l} - e^{\alpha_2 l})}, \quad B = d\,\frac{a}{b}\,\frac{1 - e^{\alpha_1 l}}{\alpha_1\,(e^{\alpha_2 l} - e^{\alpha_1 l})}. \qquad \text{(512b и c)}$$

С этими постоянными уравн. (511) принимает вид

$$\Delta = d\,\frac{a}{b}\,\frac{1}{e^{\alpha_1 l} - e^{\alpha_2 l}}\left\{\frac{1 - e^{\alpha_2 l}}{\alpha_2}\,e^{\alpha_1 z} - \frac{1 - e^{\alpha_1 l}}{\alpha_1}\,e^{\alpha_2 z}\right\} + \frac{d}{b}. \tag{513}$$

Подставив уравн. (513) в уравн. (509) и произведя интегрирование, мы получаем для нагрева охлаждающего воздуха

$$\vartheta_L = C + d\,\frac{a}{b}\,z - d\left(\frac{a}{b}\right)^2 \left\{\frac{1}{e^{\alpha_1 l} - e^{\alpha_2 l}}\right. \\ \left.\left[(1 - e^{\alpha_2})\,e^{\alpha_1 z} - (1 - e\quad)\,e^{\alpha_2 z}\right]\right\}, \tag{514'}$$

или при ϑ_{L0} для $z = 0$

$$\vartheta_L = \vartheta_{L0} + d\,\frac{a}{b}\left\{z + \frac{a}{b}\left(1 - \frac{1}{e_{\alpha_1 l} - e^{\alpha_2 l}}\,\times\right.\right. \\ \left.\left.\times\left[(1 - e^{\alpha_1 l})\,e^{\alpha_1 z} - (1 - e^{\alpha_1 l})\,e^{\alpha_2 z}\right]\right)\right\} \tag{514}$$

Подставив ϑ_L в уравн. (507b), мы получаем, наконец, для нагрева пакета

$$\vartheta_E = \vartheta_{L0} + \frac{d}{b} + d\left(\frac{a}{b}\right)^2 + \\ + d\,\frac{a}{b}\left\{z + \frac{1}{e^{\alpha_1 l} - e^{\alpha_2 l}}\left[\left(\frac{1}{\alpha_2} - \frac{a}{b}\right)(1 - e^{\alpha_2 l})\,e^{\alpha_1 z} - \right.\right. \\ \left.\left. - \left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{a}{b}\right)(1 - e^{\alpha_1 l})\,e^{\alpha_2 z}\right]\right\}. \tag{515}$$

Для проверки определяем еще нагрев охлаждающего воздуха, когда он покидает пакет ($z = l$):

$$\vartheta_{Ll} = \vartheta_{L0} + d\,\frac{a}{b}\,l \tag{516'}$$

или

$$(\vartheta_{Ll} - \vartheta_{L0})\,scV = qfl; \tag{516}$$

это значит, что воспринятая воздушным потоком теплота равна теплоте, выделившейся в пакете и отданной ему обмоткою, как это и соответствует нашему предположению, что теплота отводится только через те отверстия, сквозь которые проходит воздушный поток.

Предельные случаи $k_q = 0$ и $k_q = \infty$ всего проще получить, подставив эти значения в уравн. (508). В связи с уравн. (509) получается тогда для $k_q = 0$:

$$\Delta = \frac{qf}{uh'} = \text{const}, \quad \vartheta_L = \vartheta_{L0} + \frac{qf}{scV} z, \quad \vartheta_E = \vartheta_L + \frac{qf}{uh'}, \qquad (517a)$$

для $k_q = \infty$:

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= \frac{qfl}{scV}\,\frac{e^{-az}}{1-e^{-al}}, \\ \vartheta_L &= \vartheta_{L0} + \frac{qfl}{scV}\,\frac{1-e^{-az}}{1-e^{-al}}, \\ \vartheta_E &= \vartheta_{L0} + \frac{qfl}{scV}\,\frac{1}{1-e^{-al}} = \text{const}. \end{aligned}\right\} \qquad (517b)$$

В первом случае разность температур Δ между листовым пакетом и воздушным потоком постоянна; во втором случае постоянна температура железа ϑ_E. Этот последний случай тождествен случаю теплоотдачи в каналах при постоянной температуре стенок, изученному в § 1*d* [ср. уравн. (464b), $t_K - t$ соответствует Δ, $t_K - t_0$ соответствует $\vartheta_E - \vartheta_{L0}$, L соответствует l].

Для пакета той машины, у которой мы вычислили распределение температуры при радиальной вентиляции в подотделе „b", на фиг. 303a представлены вычисленные при аксиальной вентиляции превышения температуры ϑ_L, и ϑ_E при $k_q = 0$, 0,01, 1 и ∞ W/° C cm. ϑ_{L0} приравнено нулю. Предположено, что радиальные вентиляционные каналы заполнены листами, и обусловленное этим уменьшение железных потерь (при той же обмотке) приравнено количеству теплоты, переходящему от обмотки на листовой пакет. [1] При числовых значениях рассмотренного в подотделе „b" примера получается, следовательно,

$$q = \frac{Q_E}{fl} = \frac{160000}{1{,}56 \cdot 10^4 \cdot 103} = 0{,}1 \text{W/cm}^3.$$

Допущено, что якорь имеет 3 × 432 отверстия (ср. фиг. 303b) диаметром по $2r = 16{,}5$ mm. При скорости воздуха $v = 10{,}3$ m/sec количество воздуха, проходящего через отверстия, составляет тогда 2,86 m³/sec. Общий периметр отверстий равен $u = 67{,}3$ m. Отсюда по уравн. (462) получается $h' = 50{,}5$ W/grad·m².

Мы видим из фиг. 303a, что, например, практически встречающийся случай, когда

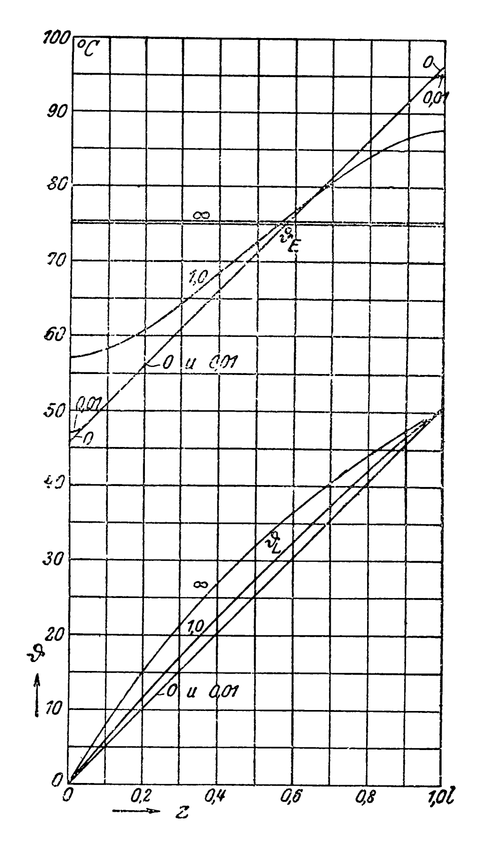
$$k_q = 0{,}01 \text{ W/grad·cm}$$

(ср. таблицу 16, стр. 330) мало отличается от предельного случая $k_q = 0$; кривые ϑ_E для $k_q = 0$ и $k_q = 0{,}01$ несколько отличаются

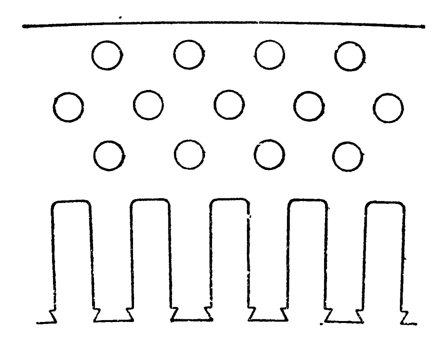
[1] При других допущениях относительно q, величины Δ, $\vartheta_L - \vartheta_{L0}$ и $\vartheta_E - \vartheta_{L0}$ изменяются пропорционально q, потому что эти величины по уравн. (513), (514) и (515) содержат d как простой сомножитель, а d пропорционально q, прочие же величины в уравн. (513), 514) и (515) не содержат q [ср. уравн. (507c — e) и уравн. (511a и b)].

друг от друга только на стенках листового пакета ($z = 0$ и $z = l$). Поэтому обычно ошибка будет невелика, если в основу вычисления нагрева при аксиальной вентиляции класть $k_q = 0$.

В предположении конечных значений для k_q также можно установить распределение температуры вдоль проводников обмотки и принять во внимание изменяемость количества теплоты, переходящего от обмотки к железу вдоль координаты z. При односторонней аксиальной вентиляции следует тогда различать у обмотки три области: две области обмоточных головок (по сторонам лобовых поверхностей), причем для обеих справедливо уравн. (493), и область во впадинах листового пакета. При двухсторонней аксиальной вентиляции (ср. фиг. 273) распределение температуры симметрично относительно средней плоскости машины, и различать надо только



Фиг. 303 а. Нагрев воздуха (ϑ) и железа (ϑ_E) вдоль длины якоря при аксиальной вентиляции. $k_q = 0$, 0,01, 1 и ∞ W/° C cm.



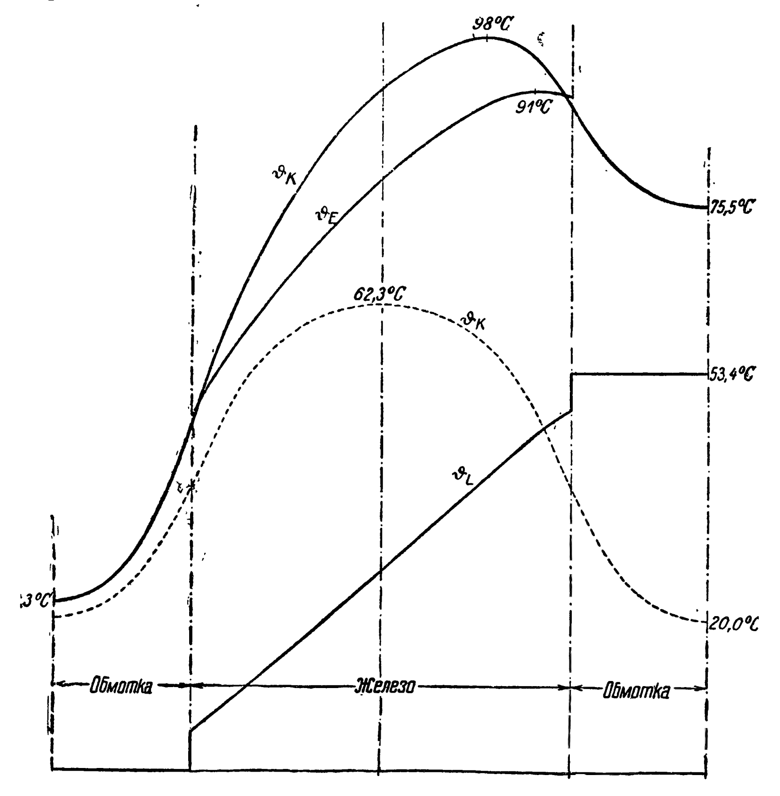
Фиг. 303 b. Размещение вентиляционных каналов в случае аксиальной вентиляции, для которой построены кривые на фиг. 303a.

две области — область обмоточных головок на одной стороне машины и область во впадинах половины листового пакета. Физическое условие, согласно которому на границе различных областей может существовать только одна температура и может происходить только один температурный перепад вдоль проводников обмотки, служит для определения постоянных интегрирования.

Этого вычисления мы тут не приводим, а только представим в виде кривых на фиг. 304 результат его [1] для той же машины, применительно к которой мы изучили радиальную вентиляцию

[1] Это вычисление исполнил в качестве дипломной работы Роберт Гольдшмидт (Goldschmidt). Подготовил задачу инж. Штумпп (Stumpp).

(ср. фиг. 302). Как и при построении кривых на фиг. 303а, следует представлять себе, что воздушные щели заполнены железом; сообразно с этим, теплота железных потерь на единицу объема в соответственной степени взята меньшею. Якорь машины имеет, как на фиг. 303b, 3 × 432 аксиальных отверстия; но они имеют в



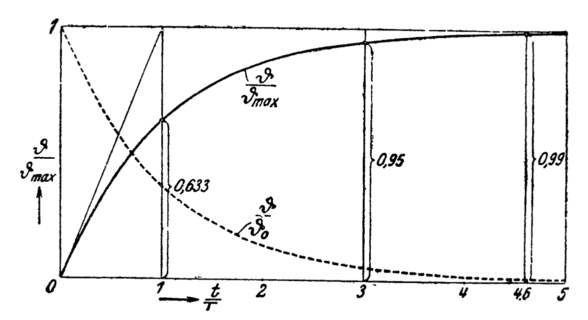
Фиг. 304. Нагрев обмотки (ϑ_K), железа (ϑ_E) и охлаждающего воздуха (ϑ_L) у машины с односторонней аксиальной вентиляцией вдоль одного якорного проводника обмотки от середины одного до середины другого лобового соединения. Пунктирная кривая изображает вычисленный у той же машины нагрев обмотки (ср. фиг. 302а) при радиальной вентиляции.

диаметре не 16,5 mm, как на фиг. 303b, а 21 mm; скорость воздуха принята равною 8,5 m/sec. По уравн. (462) мы получаем коэфициент теплоотдачи h'=41,7 W/grad·m². Остальные допущения таковы же, как на стр. 340. На фиг. 304 нанесены отдельные превышения температуры над длиною железа и выпрямленными головками обмотки. Для сравнения пунктирною кривою представлено нагревание обмотки, каким мы его получили при радиальной вентиляции с приведенными на стр. 340 допущениями. Средний нагрев меди составляет $\vartheta_W = 71{,}5°$ C. Нагрев охлаждающего воздуха в том месте, где он входит в железо, и в том, где он выходит из него, имеет не плавный характер, так как воздух почти по всей

длине катушечной головки струится в направлении, поперечном к головкам, а путь, вдоль которого совершается переход теплоты, очень короток.

4. Уравнение кривых нагревания и охлаждения.

Избыток количества теплоты, выделившегося в элемент времени dt, над теплотою, которую отводит наружу поверхность тела, должен равняться количеству теплоты, накопившемуся в теле вследствие повышения температуры. Если при этом пренебречь температурным перепадом в теле, то температура внутри тела равна превышению температуры ϑ на поверхности, и мы получаем диференциальное уравнение



Фиг. 305. Кривая нагревания $\frac{\vartheta}{\vartheta_{\max}}$ с начальным нагревом 0, уравн. (522), и кривая охлаждения $\frac{\vartheta}{\vartheta_0}$ с конечным нагревом 0, уравн. (523 b).

$$Qdt - Oh\vartheta dt = = Pcd\vartheta. \tag{518}$$

Здесь Qdt означает возникшее в элемент времени dt количество теплоты, $Oh\vartheta dt$ — отведенное за то же время наружу количество теплоты, O — поверхность тела и h — средний коэфициент теплоотдачи. P означает вес тела и c — его теплоемкость. Допустим сперва, что коэфициент теплоотдачи h и выделившееся в единицу времени количество теплоты Q постоянны.

В установившемся режиме правая часть уравн. (518) равна нулю, и мы получаем, обозначив возникающее при этом превышение температуры через $\vartheta_{\max}$,

$$\vartheta_{\max} = \frac{Q}{Oh}. \tag{519a}$$

При этом соотношении и при сокращенном обозначении

$$T = \frac{Pc}{Oh} \tag{519b}$$

диференциальное уравнение принимает вид

$$dt = \frac{T}{\vartheta_{\max} - \vartheta}\, d\vartheta. \tag{519}$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$t = -T \ln (\vartheta_{\max} - \vartheta) + C. \tag{520}$$

Постоянную интегрирования мы определяем по начальному состоянию, подставив для него $t = 0$ и $\vartheta = \vartheta_0$; тогда получается

$$t = T \ln \frac{\vartheta_{\max} - \vartheta_0}{\vartheta_{\max} - \vartheta} \tag{521a}$$

или же

$$\vartheta = \vartheta_{max}\,(1 - e^{-\frac{t}{T}}) + \vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}}. \qquad (521b)$$

Если нагревание начинается с превышения температуры $\vartheta = \vartheta_0 = 0$, то

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_{max}} = 1 - e^{-\frac{t}{T}}. \qquad (522)$$

Отношение между каждым данным превышением температуры и превышением температуры ϑ_{max} в установившемся режиме зависит только от отношения $\frac{t}{T}$ (фиг. 305) где T определяется по уравн. (519b). T имеет размерность времени и называется поэтому постоянною времени. К моменту $t = T$ отношение температур равно

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_{max}} = \frac{e-1}{e} = 0{,}633, \qquad (522a)$$

т. е. по истечении этого времени превышение температуры достигло 63,3% от стационарного превышения температуры. Это последнее при постоянном T возникает лишь спустя бесконечно долгое время; 99% стационарного превышения температуры достигается спустя время $t = 4{,}6\ T$.

Положив в уравн. (518) $Qdt = 0$, мы имеем по уравн. (519a) $\vartheta_{max} = 0$, и получаем по уравн. (521a) или (521b) кривую охлаждения

$$t = T \ln\frac{\vartheta_0}{\vartheta} \qquad (523a$$

или

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = e^{-\frac{t}{T}}. \qquad (523b$$

Будучи построена в зависимости от $\frac{t}{T}$, эта кривая (пунктирная кривая на фиг. 305) представляет собою зеркальное изображение кривой нагревания относительно линии симметрии $\frac{\vartheta}{\vartheta_{max}} = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \frac{1}{2} = \text{const}$. У машин охлаждение происходит обычно после остановки, постоянная времени тогда при охлаждении больше, чем при нагревании, когда машина вращается.

Вообще при нагревании превышение температуры ϑ_0 к моменту $t = 0$ не равно нулю, как это предположено в уравн. (522), а при охлаждении выделение теплоты не прекращается полностью, как это предположено в уравн. (523a). Нагревание или охлаждение получается тогда по уравн. (521b) как сумма нагревания при $\vartheta_0 = 0$ и охлаждения при $\vartheta_{max} = 0$, что показано на фиг. 306a и b. Превышение температуры ϑ в этом общем случае можно просто свести к кривой нагревания при $\vartheta_0 = 0$ или кривой охлаждения при $\vartheta_{max} = 0$.

Мы получаем нагревание (ϑ на фиг. 306a), переместив кривую $\vartheta_{max}\,(1 - e^{-\frac{t}{T}})$ в направлении отрицательных абсцисс до пересече-

ния с точкою $(0, \vartheta_0)$. Действительно, если (ср. фиг. 306a) подставить в уравн. (521b)

$$\frac{t}{T} = \frac{t'}{T} - \frac{t_0}{T} \text{ и } \vartheta_0 = \vartheta_{max} (1 - e^{-\frac{t_0}{T}}), \qquad (524a \text{ и } b)$$

то это уравнение принимает вид

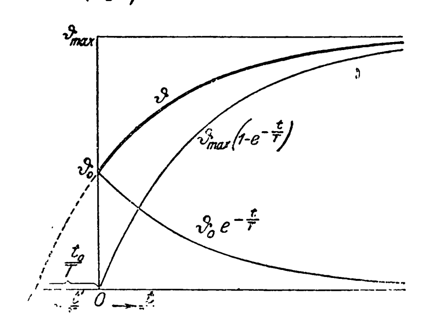
$$\vartheta \left(\frac{t'}{T}\right) = \vartheta_{max} (1 - e^{-\frac{t'}{T}}). \qquad (524)$$

Мы получаем охлаждение (ϑ на фиг. 306b), переместив кривую $\vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}}$ в направлении положительных ординат на ϑ_{max}, а в направлении отрицательных абсцисс до пересечения с точкою $(0, \vartheta_0)$. Действительно, если (ср. фиг. 306b) подставить в уравн. (521b)

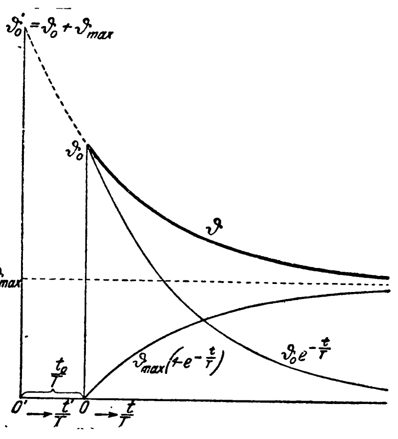
$$\frac{t}{T} = \frac{t'}{T} - \frac{t_0}{T} \text{ и } \vartheta_0 - \vartheta_{max} = \vartheta_0 e^{-\frac{t_0}{T}}, \qquad (525a \text{ и } b)$$

то получается

$$\vartheta \left(\frac{t'}{T}\right) = \vartheta_{max} + \vartheta_0 e^{-\frac{t'}{T}} \qquad (525)$$



Фиг. 306 a.



Фиг. 306 b.

Разложение *a* — кривой нагревания ϑ, *b* — кривой охлаждения ϑ при начальном нагреве ϑ_0 и конечном нагреве ϑ_{max} на кривую нагревания с начальным нагревом 0 и конечным нагревом ϑ_{max} и кривую охлаждения с начальным нагревом ϑ_0 и конечным нагревом 0.

Нагревание или охлаждение при любых значениях ϑ_0 и ϑ_{max} можно, следовательно, определить по кривой нагревания при $\vartheta_0 = 0$ или по кривой охлаждения при $\vartheta_{max} = 0$. При этом мы можем воспользоваться еще одним свойством кривых нагревания и охлаждения. Если в уравнение кривой нагревания

$$\vartheta = \vartheta_{max} (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \qquad (526a)$$

положить

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta' \text{ и } \frac{t}{T} = \frac{t_1}{T} + \frac{t'}{T} \qquad (526b \text{ и } c)$$

(ср. фиг. 307a), то получается

$$\vartheta' \left(\frac{t'}{T}\right) = \vartheta'_{max} (1 - e^{-\frac{t'}{T}}) \text{ с } \vartheta'_{max} = \vartheta_{max} e^{-\frac{t_1}{T}}. \qquad (526)$$

Таким образом, в кривой нагревания, построенной для ϑ_{max} при $\vartheta_0 = 0$, та часть кривой, которая начинается в точке $\left(\frac{t_1}{T}\ \vartheta_1\right)$, как в новой точке начала координат, опять-таки является кривой, нагревания, а именно для конечного нагрева $\vartheta'_{max} = \vartheta_{max} - \vartheta_1$.

С другой стороны, если в уравнении кривой охлаждения

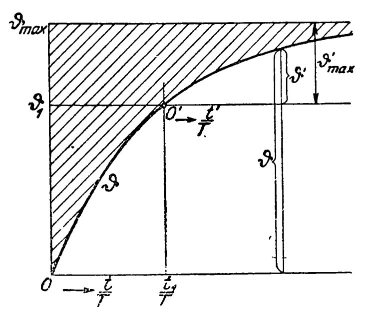
$$\vartheta = \vartheta_0\ e^{-\frac{t}{T}} \tag{527a}$$

положить

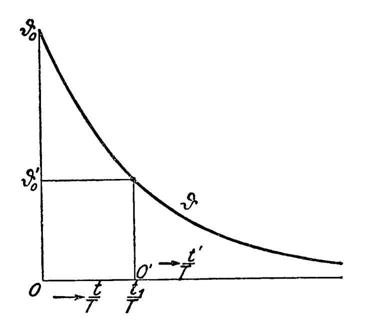
$$\frac{t}{T} = \frac{t_1}{T} + \frac{t'}{T},$$

то получается (фиг. 307b)

$$\vartheta\left(\frac{t'}{T}\right) = \vartheta'_0 e^{-\frac{t'}{T}} \text{ при } \vartheta'_0 = \vartheta_0 e^{-\frac{t_1}{T}}. \tag{527}$$



Фиг. 307 а. На кривой нагревания с начальным нагревом 0 и конечным нагревом ϑ_{max} та часть кривой, которая начинается в ϑ_1, также является кривою нагревания с начальным нагревом 0 и конечным нагревом $\vartheta_{max}—\vartheta_1$.



Фиг. 307 b. В кривой охлаждения сначальной температурой ϑ_0 и конечной температурой 0 та часть кривой, которая начинается в ϑ'_0 также является кривою охлаждения с начальным нагревом ϑ'_0 и конечным нагревом 0.

В кривой охлаждения, построенной для ϑ_0 при $\vartheta_{max} = 0$, та часть кривой, которая начинается от точки $\left(\frac{t_1}{T},\ \vartheta'_0\right)$, опять-таки является кривою охлаждения с начальным превышением температуры ϑ_0'. Таким образом, на основании только одного ограниченного кривою треугольника, показанного в виде заштрихованной площадки на фиг. 307а, можно построить все кривые нагревания и охлаждения при $\vartheta'_{max} \leqslant \vartheta_{max}$ и $\vartheta_0' \leqslant \vartheta_0$. Например, на фиг. 306а мы получаем нагрев ϑ, приложив параллельную к оси абсцисс сторону этого треугольника к абсциссе $\vartheta_{max} = \text{const}$ и переместив ее так, чтобы кривая проходила через ϑ_0'. При построении кривой охлаждения треугольник нужно повернуть на 180° в пространстве.

Из уравн. (522) мы получаем изменение превышения температуры во времени равным

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\vartheta_{max}}{T}\ e^{-\frac{t}{T}}; \tag{528}$$

положив здесь $t=0$, получаем:

$$\frac{d\vartheta}{dt}=\frac{\vartheta_{\max}}{T} \tag{528a}$$

или же

$$\frac{d\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_{\max}}\right)}{d\left(\frac{t}{T}\right)}=1, \tag{528b}$$

то есть касательную к кривой нагревания через начало координат (фиг. 305).

Если превышение температуры ϑ отложить над временем t (фиг. 308), то касательная через начало координат

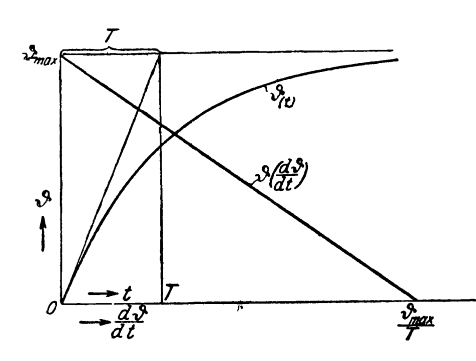
$$\vartheta=\frac{t}{T}\,\vartheta_{\max} \tag{529}$$

отсекает на абсциссе $\vartheta_{\max}=\text{const}$ время $t=T$. По прямой уравн. (529) превышение температуры возрастало бы, если бы поверхность тела совсем не отводила наружу теплоты, ибо тогда по уравн. (518)

$$Qdt=Pcd\vartheta, \tag{529a}$$

так что

$$\frac{\vartheta}{T}=\frac{Q}{Pc}=\frac{\vartheta_{\max}}{T}. \tag{529b}$$



Фиг. 308. Кривая нагревания $\vartheta(t)$ и прямая экстраполяции $\vartheta\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)$.

По уравн. (519) мы имеем

$$\vartheta=\vartheta_{\max}-T\,\frac{d\vartheta}{dt}. \tag{530}$$

Отложив ϑ в зависимости от $\frac{d\vartheta}{dt}$ (фиг. 308), мы получим прямую, которая отсекает на оси ординат конечное превышение температуры $\vartheta_{\max}$, а на оси абсцисс отношение $\frac{\vartheta_{\max}}{T}$. Для определения стационарного превышения температуры достаточно, следовательно, найти касательные $\frac{d\vartheta}{dt}$ в двух любых точках кривой нагревания $\vartheta(t)$.

Допущения, сделанные при решении уравн. (518), не вполне соответствуют действительности у электрических машин и трансформаторов.

Выделившееся количество теплоты Q обычно зависит в небольшой степени от температуры. Это влияние легко учесть, написав

$$Q=Q_0\,(1+\alpha\vartheta), \tag{531a}$$

где Q_0 означает выделившееся количество теплоты при превышении температур $\vartheta=0$, а α — температурный коэфициент. Легко ви-

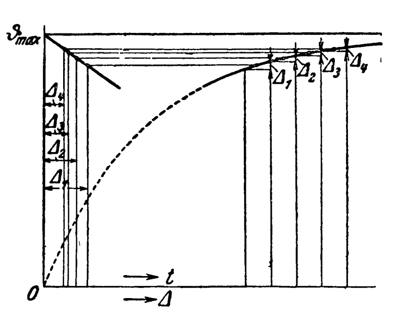
деть, что выведенные уравнения справедливы и в том случае, если подставить вместо ϑ_{max} только

$$\vartheta'_{max} = \frac{Q_0}{Oh - aQ_0} \tag{531b}$$

и вместо T

$$T' = \frac{Pc}{Oh - aQ_0}. \tag{531c}$$

Кроме того, мы предположили, что коэфициент теплоотдачи h не зависит от нагревания. В действительности же он немного возрастает с температурой ср. уравн. (447b) и (451a)]. Следовательно, в начале нагревания имеет место бо́льшая постоянная времени, нежели в установившемся режиме. Поэтому температура в начале возрастает медленнее, чем по кривой нагревания, вычисленной на основании коэфициента теплоотдачи при установившемся состоянии. Подобное же влияние оказывает теплопроводность внутри машины, которую мы сочли бесконечно большой. В действительности тепловой поток достигает поверхности лишь спустя определенное время, а поэтому температура на поверхности возрастает несколько медленнее, чем этого можно было бы ждать по уравн. (522). По указанным причинам кривая $\vartheta\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)$ тоже обычно в своей нижней части (фиг. 308) несколько отклоняется от прямой линии.



Фиг. 309. Практическая экстраполяция конечного нагрева по верхней части кривой нагревания.

В большинстве практических случаев, однако, интерес представляет только характер верхней части кривой нагревания. В этой части температура на поверхности приблизительно пропорциональна внутренней температуре, и величины Q, h и c можно считать практически постоянными. Обычно в этой части кривой нагревания $\vartheta\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)$ тоже является прямою линией, так что нет надобности продолжать опыт нагревания до конечной температуры. Приблизительно спустя время $t = 3T$, когда превышение температуры по уравн. (522) достигло 95% от стационарного превышения температуры, можно нагревание прекратить и определить окончательное превышение температуры посредством экстраполяции по уравн. (530) (ср. фиг. 308). При этом можно производную заменить отношением разностей. Еще проще отложить среднее превышение температуры ϑ над приращением температуры Δ для равных промежутков времени, причем надлежит выбрать такой масштаб для абсцисс, чтобы кривая $\vartheta(\Delta)$ пересекала ось ординат не под слишком острым углом (фиг. 309).

Элекрические машины не во всех своих частях состоят из одного и того же материала, как это предполагает уравн. (518). Поэтому для отдельных частей машины, например для обмотки и железа, вообще получаются различные значения ϑ_{max} и T. Если удо-

вольствоваться определением постоянной времени T в верхней части кривой нагревания, то ее можно было бы для отдельных частей машины вычислить по уравн. (519b), поскольку допустимо пренебречь теплообменом между отдельными частями машины. Если конечное превышение температуры ϑ_{max} у одной части машины, например у обмотки, известно в результате испытания или вычисления, то влияние теплообмена можно приближенно учесть, вычисляя постоянную времени по уравнению

$$T = \frac{Pc\vartheta_{max}}{Q}, \tag{532}$$

которое получается путем исключения hO из уравн. (519a) и (519b). В уравн. (532) надо тогда подставить отдельные величины для данной части машины, например для обмотки, причем под Q надлежит понимать количество теплоты, суммирующееся из теплоты, выделенной за единицу времени в этой части машины, и теплоты, воспринятой или отданной путем теплообмена с другими ее частями. Всего точнее постоянная времени определяется экспериментально по отрезку $\frac{\vartheta_{max}}{T}$, который прямая $\vartheta\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)$ отсекает на оси абсцисс фиг. 308.

Постоянная времени по уравн. (519b) в значительной мере зависит от теплоотдачи на поверхности. Чем интенсивнее искусственное охлаждение (чем выше h), тем меньше постоянная времени при равенстве прочих условий. У больших машин и трансформаторов постоянная времени имеет величину порядка нескольких часов.

5. Кратковременная нагрузка.

При кратковременной работе машина нагружена только в течение короткого времени, после чего следует столь продолжительный период покоя, что машина имеет возможность практически охладиться до температуры окружающей или охлаждающей среды. Если обозначить через ϑ превышение температуры над той температурой, которая имеет место в начале кратковременного рабочего периода и которая может не равняться нулю, то по уравн. (522)

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_{max}} = 1 - e^{-\frac{t}{T}}, \tag{533}$$

где ϑ_{max} означает конечное превышение температуры, которое установилось бы, если бы машина с потерями Q при кратковременной работе нагружена была продолжительно. Если обозначить через ϑ'_{max} то конечное превышение температуры, которое устанавливается при номинальной мощности и продолжительной работе, а через Q' — происходящие в этом случае потери, то по уравн. (519a) отношение потерь при мощности режима кратковременной работы и при номинальной мощности равно

$$p = \frac{Q}{Q'} = \frac{\vartheta_{max}}{\vartheta'_{max}}, \tag{534a}$$

поскольку при том и другом режиме одинаков коэфициент теплоотдачи h, а значит у вращающихся машин одинаково число оборотов. Тогда мы получаем для температуры кратковременной работы

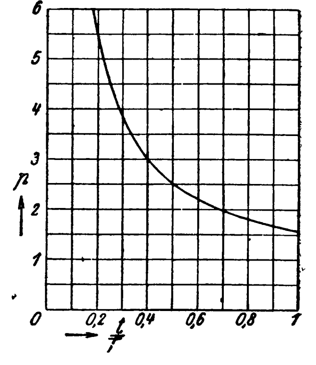
$$\vartheta = p\vartheta'_{max}\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right). \qquad (534)$$

Обычно машина построена так, что при номинальной мощности и продолжительной работе конечная температура ϑ'_{max} почти достигает допустимого по „Правилам и Нормам" значения. Если это же значение допустить для наибольшей температуры при кратковременной работе, то-есть положить $\vartheta = \vartheta'_{max}$, то для отношения между допустимыми потерями при кратковременной работе, длящейся в течение времени t, и потерями при номинальной мощности мы получаем

$$p = \frac{1}{1 - e^{-\frac{t}{T}}} = \frac{e^{\frac{t}{T}}}{e^{\frac{t}{T}} - 1}, \qquad (535)$$

откуда легко определить допустимую при кратковременной работе мощность.

Величина p выражается значением кривой, обратною кривой нагревания на фиг. 305 [ср. уравн. (522)], и представлена на фиг. 310 в зависимости от отношения времен $\frac{t}{T}$.



Фиг. 310. Отношение p потерь при кратковременной и при продолжительной работе с одним и тем же нагревом в функции периода включения, отнесенного к постоянной времени.

При очень больших нагрузках при кратковременной работе наружу отводится очень мало теплоты. Предполагая, что отводимое наружу количество теплоты равно нулю, мы получаем по уравн. (529b)

$$\vartheta = \frac{Q}{Pc}\,t. \qquad (536)$$

В действительности температура повышается всегда в меньшей степени, чем по этому уравнению.

Для активного железа машины мы получаем по уравн. (536) при $c = 0{,}46$ J/g·°C.

$$\vartheta = \frac{V}{460}\,t\,°C, \qquad (537)$$

где (средний) коэфициент потерь V в железе надо подставлять в W/kg, а t — в sec. Если бы здесь вовсе **не отводилось теплоты наружу**, то, следовательно, при **одночасовой** нагрузке ($t = 3600$ sec) и допустимом превышении температуры $\vartheta = 70$ °C коэфициент потерь не мог бы превосходить

$$V = \frac{70 \cdot 460}{3600} = 9\ \text{W/kg}. \qquad (537a)$$

Для обмотки мы получаем по уравн. (536)

$$\vartheta = \frac{J^2\rho}{sc}\, t, \tag{538}$$

где J означает плотность тока, ρ — удельное сопротивление, s — удельный вес, c — теплоемкость. Для медных обмоток имеем

$$c = 0{,}39\ \mathrm{J/g\,°C}, \quad s = 8{,}9\ \mathrm{g/cm^3}.$$

Если для ρ подставить среднее значение $0{,}02\ \Omega\ \mathrm{mm/m^2}$ а ввести плотность J в $\mathrm{A/mm^2}$ и время в sec, то получается

$$\vartheta = \frac{J^2}{175}\, t\ °\mathrm{C}. \tag{538a}$$

При желании учесть зависимость удельного сопротивления от температуры мы должны представить уравн. (536) и (538) в диференциальной форме:

$$d\vartheta = \frac{Q}{Pc}\, dt = \frac{J^2\rho_0 (1 + \alpha\vartheta)\, dt}{sc}, \tag{539}$$

где ρ_0 означает удельное сопротивление, которое соответствует температуре в начале нагрузки (превышение температуры $\vartheta = 0$), а α — температурный коэфициент. Интегрирование этого уравнения дает

$$t = \frac{sc}{J^2\rho_0\alpha} \ln (1 + \alpha\vartheta) \tag{539a}$$

или

$$\vartheta = \frac{1}{\alpha} \left(e^{\frac{J^2\rho_0\alpha t}{sc}} - 1 \right). \tag{539b}$$

Для допустимой плотности тока J при заданной продолжительности работы t и превышении температуры ϑ получается

$$J = \sqrt{\frac{sc}{\rho_0\alpha t} \ln (1 + \alpha\vartheta)}. \tag{540}$$

У медных обмоток при

$$\rho_0 = 0{,}0175\Omega\ \mathrm{mm^2/m}, \quad \alpha = 0{,}004\ °\mathrm{C}^{-1} \quad \text{и} \quad \vartheta = 70°\ \mathrm{C}$$

в случае одночасовой нагрузки допустима плотность тока

$$J = 1{,}85\ \mathrm{A/mm^2}. \tag{540a}$$

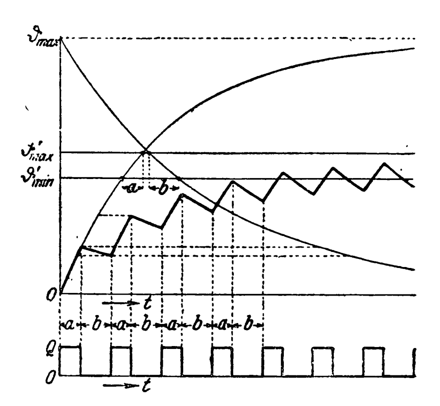
При этом предполагается, что наружу совсем не отводится теплота и что изоляция обмотки тоже не воспринимает теплоты. В действительности допустима для одночасовой работы еще большая плотность тока при превышении температуры $\vartheta = 70°$ C.

6. Повторно-кратковременная нагрузка

Под повторно-кратковременной работой понимают такой режим, при котором машина нагружается периодически. Очень часто каждый период P слагается из периода работы a с постоянной нагрузкой и периода покоя b (паузы), так что общий период равен $P = a + b$. Он не должен превышать 10 минут, чтобы по „Прави-

лам и Нормам“ работа считалась повторно-кратковременной. Отношение $\frac{a}{P}$ называется относительной продолжительностью включения; нормальными значениями для нее считаются 15, 25 и 40%.

Температуру при повторно-кратковременной работе мы можем определить по кривой нагревания для продолжительной работы и по кривой охлаждения. Если допустить, что чередование рабочих периодов и периодов покоя начинается при превышении температуры $\vartheta = 0$, то превышение температурю ϑ изменяется при кривой нагревания до момента $t = a$ (фиг. 311). За время периода покоя превышение температуры понижается по кривой охлаждения; мы получаем кривую изменения, переместив кривую охлаждения параллельно оси абсцисс настолько, чтобы она прошла через точку $\vartheta(a)$. К моменту $t = a + b$ машина снова нагружается; превышение температуры возрастает по кривой нагревания, которую надо настолько переместить параллельно оси абсцисс, чтобы она прошла через точку $\vartheta(a + b)$. Путем последовательного построения кривых нагревания и охлаждения мы получаем пилообразную кривую фиг. 311, которая изображает превышение температуры при повторнократковременной работе.



Фиг. 311. Определение нагрева при повторнократковременной работе.

У вращающихся машин постоянная времени вообще в течение периода покоя больше, чем в течение периода работы, как это и предположено на фиг. 311. Тогда кривая нагревания и кривая охлаждения уже несимметричны, поскольку нагревание отложено над временем t, а не над отношением $\frac{t}{T}$.

Установившееся состояние нагрева при повторно-кратковременной работе мы можем определить, не строя полной кривой нагревания. При установившемся режиме предельные температуры ϑ'_{min} и ϑ'_{max} должны быть в течение периода работы a такими же, какова предельная температура в течение периодов покоя (фиг. 311). Следовательно, надо на кривых нагревания и охлаждения отыскать те части, которые у кривой нагревания над отрезком времени a дают ту же разность температур $\vartheta'_{max} - \vartheta'_{min}$, какая получается у кривой охлаждения над отрезком времени b (фиг. 311).

По уравн. (521а) мы получаем кривую нагревания

$$a = T_a \ln \frac{\vartheta_{max} - \vartheta'_{min}}{\vartheta_{max} - \vartheta'_{max}} \tag{541a}$$

или

$$\frac{\vartheta_{max} - \vartheta'_{min}}{\vartheta_{max} - \vartheta'_{max}} = e^{\frac{a}{T_a}} \tag{541b}$$

и по уравн. (523a) кривую охлаждения

$$b = T_b \ln \frac{\vartheta'_{max}}{\vartheta'_{min}} \tag{542a}$$

или

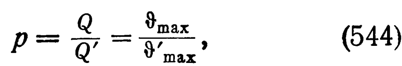
$$\frac{\vartheta'_{max}}{\vartheta'_{min}} = e^{\frac{b}{T_b}}. \tag{542b}$$

В этих уравнениях $T_b > T_a$, если машина (вращающаяся) останавливается на время периода покоя, в противном же случае обычно $T_b = T_a = T$.

Исключив ϑ'_{min} из уравн. (541b) и (542b), мы получаем наибольшее превышение температуры при повторно-кратковременной работе равным

$$\vartheta'_{max} = \frac{e^{\frac{a}{T_a}} - 1}{e^{\frac{a}{T_a}} - e^{-\frac{b}{T_b}}} \vartheta_{max}, \tag{543}$$

где ϑ_{max} означает ту конечную температуру, которая установилось бы при продолжительной работы под нагрузкою повторно-кратковременной работы. Если приравнять наибольшее допустимое превышение температуры ϑ'_{max} при повторно-кратковременной работе к стационарному превышению температуры при номинальной продолжительной мощности и обозначить потери при нагрузке повторно-кратковременной работы через Q, а потери при номинальной продолжительной мощности через Q', то отношение этих потерь равно



$$p = \frac{Q}{Q'} = \frac{\vartheta_{max}}{\vartheta'_{max}}, \tag{544}$$

а если принять во внимание уравн. (543), то

$$p = \frac{e^{\frac{a}{T_a}} - e^{\frac{b}{T_b}}}{e^{\frac{a}{T_a}} - 1} \tag{544a}$$

или же

$$p = \frac{1 - e^{-\frac{1}{\alpha}\frac{a}{T_a}}}{1 - e^{-\frac{a}{T_a}}}, \tag{544b}$$

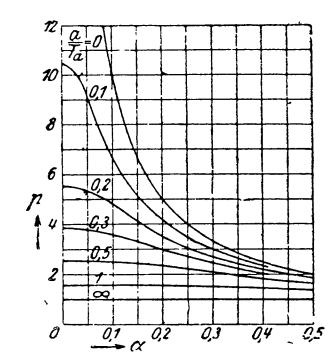
если для сокращения положить

$$\alpha = \frac{a}{a + b\frac{T_a}{T_b}}. \tag{544c}$$

Тогда при

$$T_b = T_a$$

$$\alpha = \frac{a}{a+b} = \frac{a}{P}, \tag{544d}$$



Фиг. 312. Отношение p потерь при повторнократковременной и при продолжительной работе с одним и тем же нагревом при различных $\frac{a}{T_a}$ в функции от $\alpha = \frac{a}{a+b\frac{T_a}{T_b}}$

а это и есть отношение периода работы к общему периоду или относительная продолжительность включения. На фиг. 312 для различных значений $\frac{a}{T_a}$ нанесено над α допустимое отношение по-

терь p [уравн. (544c)]. Значением $\alpha = 0$ характеризуется кратковременная работа ($b = \infty$); уравн. (544b) переходит тогда при $a = t$ в уравн. (535) (ср. фиг. 310).

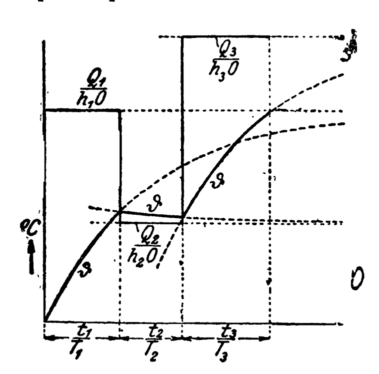
7. Произвольная нагрузка.

a) Графический способ. Когда количество теплоты Q, выделенное в единицу времени, и коэфициент теплоотдачи h в уравн. (518) представляют собою произвольные функции времени, как, например, машины, работающей с различными числами оборотов и нагрузками, то уравнение нагревания имеет [Л168] вид:

$$\vartheta = e^{-R(t)} \frac{1}{cP} \int_0^t Q(t)\, e^{R(t)}\, dt, \quad (545a)$$

где

$$R(t) = \int_0^t \frac{Oh(t)}{cP}\, dt. \quad (545)$$



Фиг. 313. Графическое определение нагрева, когда потери Q и коэфициент теплоотдачи h над отдельными участками $\frac{t}{T}$ неизменны.

Эти формулы можно интерпретировать графически. Откладываем $\frac{Oh(t)}{cP}$ в зависимости от времени и посредством графического интегрирования получаем $R(t)$; затем умножаем $\frac{Q(t)}{cP}$ на переменный показательный множитель $e^{R(t)}$. Получившуюся кривую интегрируем графически и делим длины ординат на показательный множитель $e^{R(t)}$.

В большинстве случаев коэфициент теплоотдачи h, а значит, и постоянная времени $T = \frac{Pc}{Oh}$ постоянны на протяжении довольно большой области времени. Выделенное в единицу времени количество теплоты Q на протяжении отдельных отрезков времени также постоянно, или же приближенно можно представить кривую $Q(t)$ в виде ступенчатой кривой. Если при таких условиях отложить над абсциссою $\frac{t}{T}$ отношение $\frac{Q}{hO}$, равное согласно уравн. (519a) тому превышению температуры ϑ_{max}, которое бы установилось при нагрузке Q в стационарном состоянии для тех отрезков времени, на протяжении которых можно считать постоянными Q и h, то по способу, изложенному на стр. 352, мы можем непосредственно построить кривую нагревания с помощью только одного треугольника, ограниченного кривою (ср. фиг. 313).

b) Аналитический способ; кривая нагревания при линейной во времени нагрузке. Аналитически мы можем определить кривую нагревания при любой нагрузке, разложив кривую потерь $Q(t)$ на отрезки, на протяжении которых коэфициент теплоотдачи h постоянен, а потери Q могут считаться линейною функцией времени.

Рассмотрим отрезок времени, равный t_1 и будем отсчитывать время $t=0$ от начала того отрезка времени, на протяжении которого потери являются линейными функциями времени. Обозначив через Q_0 потери ко времени $t=0$ и через Q_1 потери ко времени $t=t_1$, мы можем выразить выделяемое в единицу времени количество теплоты ко времени $t=t$ через

$$Q = Q_0 + \frac{Q_1 - Q_0}{t_1} t. \tag{546a}$$

Если далее обозначить через h_1 коэфициент теплоотдачи на протяжении отрезка времени t_1, через O отдающую тепло поверхность, через cP — произведение из теплоемкости на вес нагретого тела и через ϑ нагрев (превышение температуры), то диференциальное уравнение нагревания получит вид:

$$Q_0 dt + \frac{Q_1 - Q_0}{t_1} t dt - h_1 O \vartheta dt = cP d\vartheta \tag{546b}$$

или же

$$T \frac{d\vartheta}{dt} + \vartheta = \Theta_0 + (\Theta_1 - \Theta_0) \frac{t}{t_1}, \tag{546c}$$

где

$$T = \frac{cP}{h_1 O} \tag{547a}$$

представляет собою постоянную времени, а

$$\left.\begin{aligned} \Theta_0 &= \frac{Q_0}{h_1 O}, \\ \Theta_1 &= \frac{Q_1}{h_1 O} \end{aligned}\right\} \tag{547b и c}$$

те фиктивные превышения температуры, которые получились бы в установившемся режиме при постоянных потерях Q_0 и Q_1.

Решение этого диференциального уравнения имеет вид:

$$\vartheta = \Theta_0 + \Theta_T \left(\frac{t}{T} - 1\right) + C_e^{-\frac{t}{T}}, \tag{546}$$

если для сокращения положить

$$\Theta_T = (\Theta_1 - \Theta_0) \frac{T}{t_1}. \tag{547d}$$

Постоянную интегрирования C мы находим по превышению температуры ко времени $t=0$, полагая для него $\vartheta = \vartheta_0$, так что

$$C = \vartheta_0 - \Theta_0 + \Theta_T. \tag{546e}$$

Тогда уравн. (546) принимает вид

$$\vartheta = \vartheta_0 e^{-\frac{t}{T}} + (\Theta_0 - \Theta_T)(1 - e^{-\frac{t}{T}}) + \Theta_T \frac{1}{T}. \tag{547}$$

Если положить

$$Q_1 = Q_0 = Q,$$

то получается

$$\Theta_T = 0 \quad \text{и} \quad \Theta_0 = \frac{Q}{h_1 O}.$$

При $\vartheta_0 = 0$ мы получаем кривую нагревания согласно уравн. (522). Если положить

$$Q_0 = Q_1 = 0,$$

то получается

$$\Theta_0 = \Theta_T = 0,$$

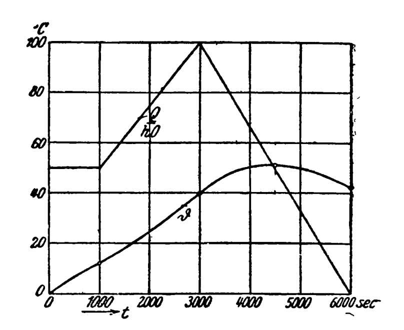
и мы получаем кривую охлаждения согласно уравн. (523b).

Если потери пропорциональны времени, то имеем

$$\Theta_0 = 0 \text{ и } \Theta_T = \Theta_1 \frac{T}{t_1}.$$

Тогда уравнение кривой нагревания:

$$\vartheta = \left(\vartheta_0 + \Theta_1 \frac{T}{t_1}\right) e^{-\frac{t}{T}} + \Theta_1 \frac{T}{t_1}\left(\frac{t}{T} - 1\right). \qquad (548)$$



Фиг. 314. Нагрев ϑ при линейной зависимости отношения $\frac{Q}{hO}$ от времени.

В пределах того отрезка времени, где ϑ имеет максимум, мы получаем по уравн. (547) максимальную температуру, приравняв нулю

$$T\frac{d\vartheta}{dt} = (\Theta_0 - \Theta_T - \vartheta_0)\, e^{-\frac{t}{T}} + \Theta_T. \qquad (549)$$

Температурный максимум возникает при отношении времен

$$\frac{t}{T} = \frac{t_{\max}}{T} = \ln\left(1 + \frac{\vartheta_0 - \Theta_0}{\Theta_T}\right) \qquad (550a)$$

равен

$$\vartheta_{\max} = \Theta_0 + \Theta_T \frac{t_{\max}}{T}. \qquad (550b)$$

Если потери пропорциональны времени ($\Theta_0 = 0$) и если при $t = 0$ превышение температуры равно $\vartheta_0 = 0$, то по уравн. (549) касательная к кривой нагревания через начало координат равна нулю, то есть совпадает с осью абсцисс.

Легко показать [Л169], что производная $\frac{d\vartheta}{dt}$ в конце одного отрезка времени и в начале следующего за ним отрезка времени имеет одно и то же значение, если кривая потерь Q совершает плавный переход от первого ко второму отрезку времени. Кривая нагревания ϑ представляет собою в этом случае плавную кривую без перегибов (ср. фиг. 314).

Найдем кривую нагревания Q при указанных на фиг. 314 потерях. Здесь отложено отношение $\frac{Q}{hO}$, так что ординаты указы-

вают фиктивные стационарные превышения температуры, которые возникли бы в действительности, будь равна нулю постоянная времени, которую мы считаем неизменною и равною

$$T = \frac{cP}{hO} = 3600 \text{ sec.}$$

На протяжении первого отрезка времени $0 < t < 1000$ $\Theta = \frac{Q}{hO} = 50^\circ$ C = постоянно, $\vartheta_0 = 0$. Мы получаем по уравн. (522)

$$\vartheta = 50\,(1 - e^{-\frac{t}{3600}}).$$

При $t = 1000$ получается

$$\vartheta_{1000} = 12{,}1^\circ \text{ C}.$$

Для второго отрезка времени $1000 < t < 3000$ мы снова отсчитываем время от нуля, так что вводим t' вместо t, причем

$$t' = t - 1000.$$

Здесь

$$t'_1 = 2000, \quad \vartheta_0 = 12{,}1, \quad \Theta_0 = 50, \quad \Theta_1 = 100$$

и

$$\Theta_T = (100 - 50)\,\frac{3600}{2000} = 90^\circ \text{ C}.$$

Мы получаем по уравн. (547)

$$\vartheta = 12{,}1 e^{-\frac{t'}{3600}} - 40\,(1 - e^{-\frac{t'}{3600}}) + \frac{25}{1000}\,t'.$$

При $t = 3000$ или $t' = 2000$ получается

$$\vartheta_{3000} = 39{,}9^\circ \text{ C}.$$

Для третьего отрезка времени $3000 < t < 6000$

$$t' = t - 3000, \quad t'_1 = 3000, \quad \vartheta_0 = 39{,}9, \quad \Theta_0 = 100, \quad \Theta_1 = 0,$$

$$\Theta_T = -100\,\frac{3600}{3000} = -120.$$

Мы получаем по уравн. (547)

$$\vartheta = 39{,}9 e^{-\frac{t'}{3600}} + 220\,(1 - e^{-\frac{t'}{3600}}) - \frac{t'}{30}.$$

При $t = 6000$ или $t' = 3000$ получается

$$\vartheta_{6000} = 42{,}2^\circ \text{ C}.$$

В пределах третьего отрезка времени надо ждать максимального превышения температуры. Оно получается согласно уравн. (550a) ко времени

$$t' = t'_{max} = 3600 \cdot \ln 1{,}501 = 1463 \text{ sec}$$

или

$$t = 3000 + t'_{max} = 4463 \text{ sec}$$

и равно по уравн. (550b)

$$\vartheta_{max} = 100 - 120 \frac{1463}{3600} = 51{,}25^\circ \text{ C}.$$

Кривые $\frac{Q}{hO}$ и ϑ пересекаются при ϑ_{max}, потому что для $\frac{d\vartheta}{dt} = 0$ по уравн. (518) $\vartheta = \frac{Q}{hO}$.

III. МАШИНА ПОСТОЯННОГО ТОКА.

А. Реакция якоря.

В главе II G при вычислении магнитной характеристики мы предполагали, что по якорю ток не проходит. Однако при нагрузке машины, независимо от того, будет ли это машина постоянного или переменного тока, якорная обмотка тоже возбуждает магнитное поле, которое оказывает влияние на поле, создаваемое полюсами. Это явление называют реакцией якоря. В этой главе мы подробно рассмотрим реакцию якоря у машины постоянного тока.

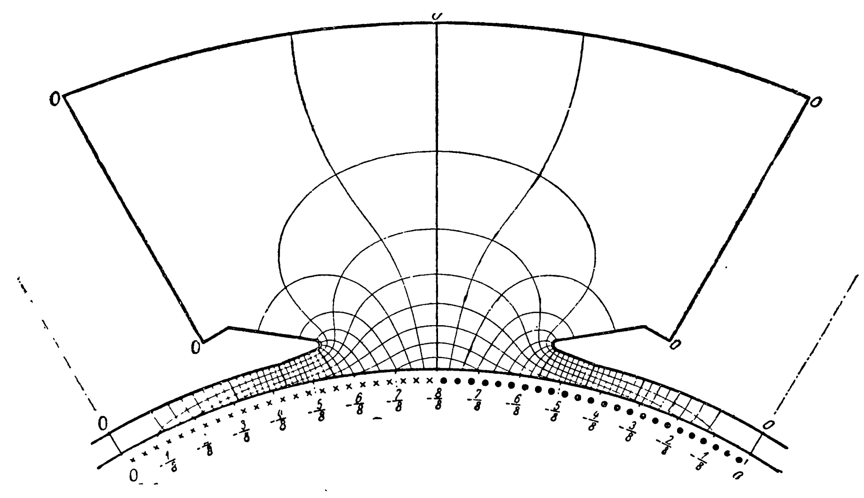
1. Кривая поля при нагрузке.

Представим себе сперва, что по обмотке полюсов ток не проходит и что только обмотка якоря обтекается током. Заменим зубчатый якорь гладким цилиндрическим якорем с расстоянием $k_C \cdot \delta$ от середины поверхности полюсного наконечника, где δ — расстояние поверхности головки зубца от поверхности полюсного наконечника по середине этого последнего (см. стр. 180), а k_C — коэфициент Картера для воздушного промежутка δ. Размещенные во впадинах якоря ампервитки заменим мысленно соответствующей линейной нагрузкой на гладкой поверхности якоря; на фиг. 315 она изображена крестиками и точками под поверхностью якоря. Воздушное пространство между якорем и магнитной системой свободно тогда от вихрей; мы можем, поэтому, вычертить магнитное поле посредством построения линий уровня и поля, как это подробно описано в §§ IB5, IIG2 и IIG4a. Концевые точки линий уровня мы найдем, определив потенциал на пограничных поверхностях воздушного пространства. При диаметральной обмотке, которой мы здесь задаемся, и при бесконечно узких щетках кривая возбуждения поля якоря имеет треугольную форму (фиг. 317a); поэтому магнитный потенциал вдоль поверхности якоря возрастает или убывает от середины полюса до нейтральной зоны по закону прямой линии. Если приравнять нулю потенциал поверхности электромагнитов и средней линии полюса в воздушном промежутке, то при бесконечно большой проницаемости железа получатся показанные на рис. 315 потенциалы поверхности якоря, в единицах полного тока (ампервитков) якоря для половины полюсного деления, равных

$$\frac{I}{2a} \frac{z}{4p} = \frac{\tau}{2} A. \qquad (551)$$

Таким образом потенциал на линиях, ограничивающих сечение воздушного пространства, а следовательно и концевые точки линии

уровня в воздушном промежутке, которые лежат на окружности якоря, известны. Линии уровня надо вычертить так, чтобы они под прямым углом пересекали линии поля в сечении воздушного пространства. Чтобы облегчить вычерчивание картины поля и ее анализ, концевые точки линий уровня мы выбирали так, чтобы они делили на равные части полный ток якоря каждой половины полюсного деления. Тогда на сетке линий уровня и поля средняя ширина одного четырехугольника, образованного отрезками кривых, равняется средней длине, и при достаточно мелком подразделении эти четырехугольники переходят в квадраты. Получается



Фиг. 315. Линии поля и уровня для возбуждаемого в диаметральной якорной обмотке поля при бесконечно узких щетках, находящихся по середине междуполюсного пространства.

представленная на рис. 315 картина поля, на которой жирно вычерчены стенки трубок, пронизываемых единичным потоком (см. стр. 27)

$$\varphi_1 = \Pi_0 l_i \frac{\tau}{2} A. \tag{552}$$

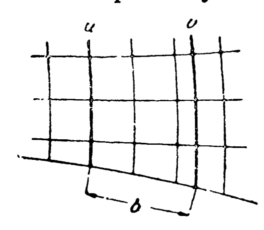
Надо иметь в виду, что даже при бесконечно большой проницаемости железа линии поля на окружности якоря, вообще говоря, входят в нее и выходят из нее не перпендикулярно (см. § IB4).

Средняя нормальная составляющая индукции вдоль отрезка между двумя точками пересечения линий поля с окружностью якоря, обозначаемого нами через α_n при n-кратном подразделении полного тока якоря одной половины полюсного деления (ср. фиг. 166, на фиг. 315 $n = 8$), равняется

$$B_n = \Pi_0 \frac{\tau}{2} \frac{A}{n\alpha_n}. \tag{553}$$

Кривую поля якоря при конечной ширине щеток мы приближенно получаем из кривой поля при бесконечно узких щетках, со-

гласно сказанному в § IIIB6, как среднее значение нормальной составляющей индукции вдоль участков, которые равны ширине щетки, приведенной к окружности якоря. Эта ширина при том подразделении полного тока якоря, для которого построена картина поля, не может в любых местах окружности якоря совпадать с растоянием α_n, отделяющим смежные линии поля на окружности якоря, потому что α_n изменяется вдоль этой окружности. Нам надо поэтому найти кривую поля якоря посредством интерполяции. На фиг. 316 представлена отдельно часть сетки линий поля и уровня с принятым нами подразделением $n = 8$ для полного тока якоря на одной половине полюсного деления (тонкие линии). На расстоянии b от входящей в окружность якоря линии поля (обозначенной через u на фиг. 316) мы проводим вторую линию поля v. Обозначив через m_b число отдельных трубок, лежащих между обеими пограничными линиями поля u и v, мы получаем поток одной трубки с шириною устья b на окружности якоря равным



Фиг. 316. К уравн. (554) и (555).

$$\varphi_b = m_b \frac{\varphi_1}{n} = \Pi_0 m_b l_i \frac{\tau}{2n} A. \qquad (554)$$

Средняя нормальная составляющая индукции по ширине b равняется

$$B = \frac{\varphi_b}{l_i b} = \Pi_0 m_b \frac{\tau}{2nb} A; \qquad (555)$$

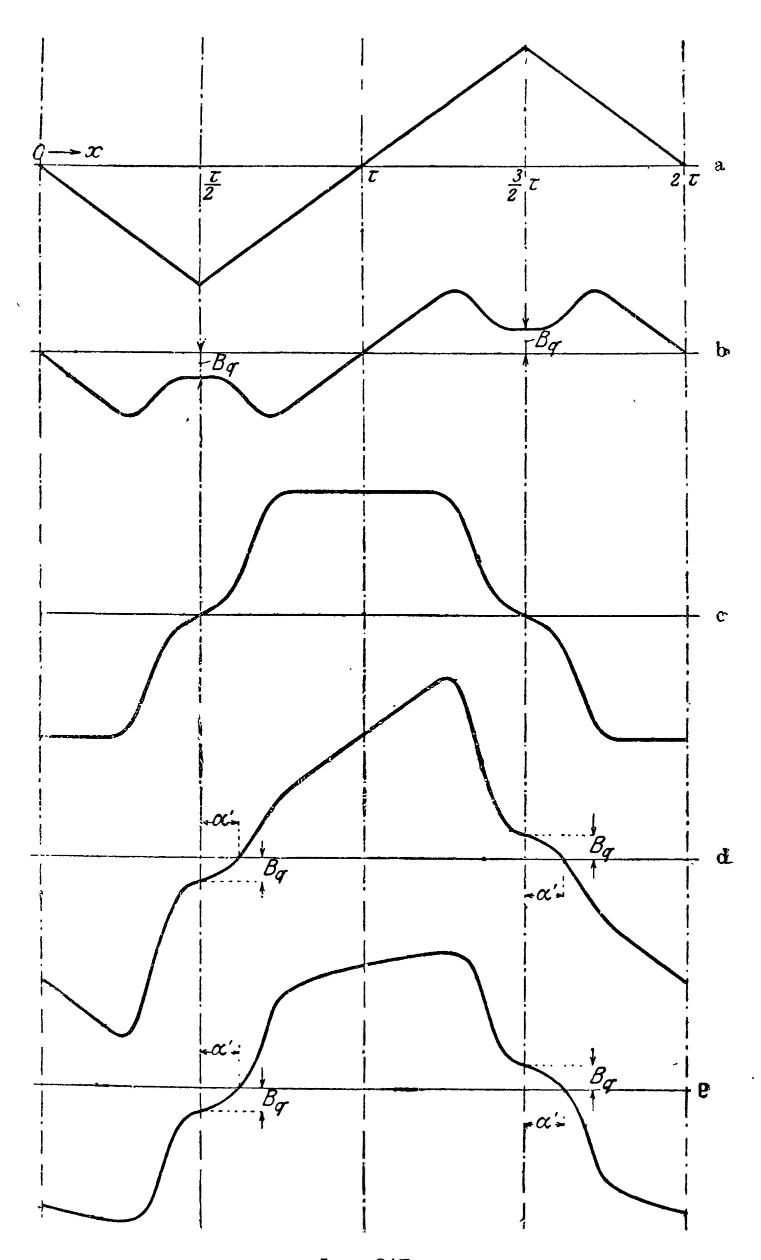
ее надо отложить по середине участков b, чтобы получить кривую поля якоря.

На фиг. 317 эта кривая представлена для ширины щетки равной приблизительно $\frac{\tau}{10}$.

Когда ток проходит только по обмотке полюсов, то, согласно § IIG2a, мы получаем кривую поля холостого хода (фиг. 317c). Если мы в первом приближении допустим, что проницаемость железа неизменна, то кривая поля при нагрузке машины получается в результате сложения кривых поля фиг. 317b и c; она представлена на фиг. 317d. Сравнивая кривые на фиг. 317c и d, мы видим, что реакция якоря проявляется двояко: во-первых, поле под полюсным наконечником искажается, а во-вторых нейтральная зона на окружности якоря смещается. Прежде чем рассмотреть последствия этого явления, исследуем, какое влияние оказывает проницаемость железа на кривую поля при нагрузке.

2. Влияние проницаемости.

При определении результирующей кривой поля (фиг. 317d) мы предположили, что магнитным сопротивлением железа можно пренебречь. Такое предположение было справедливо в отношении частей окружности якоря, соответствующих междуполюсным пространствам, потому что линии индукции, которые в этих местах входят в поверхность якоря, замыкаются через слабо насыщенное железо, а длина пути в воздухе очень велика, так что напряжение вдоль пути в железе ничтожно мало по сравнению с напряжением



Фиг. 317 а—е.

a — кривая возбуждения поля диаметральной обмотки (бесконечно узкие щетки); *b* — кривая поля якоря, *c* — кривая поля обмотки возбуждения, *d* — наложение обоих полей друг на друга; *e* — результирующая кривая поля при нагрузке с учетом насыщения зубцов. Щетки в геометрической нейтральной зоне. Направление вращения у генератора слева вправо, у двигателя — справа влево.

вдоль путей в воздухе. Но это предположение неосновательно в отношении линий индукции, которые входят в якорь под полюсным наконечником. Следовательно, нам нужно еще рассмотреть особо эту часть кривой поля.

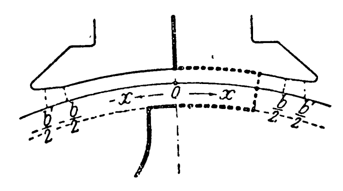
Для этой цели рассмотрим магнитную цепь машины, представленную в поперечном сечении на фиг. 318a. Для показанного жирными линиями пути интегрирования, совпадающего с тем путем, который мы выбрали для вычисления магнитной характеристики при холостом ходе (ср. фиг. 199), полный ток якоря равен нулю, и мы получаем

$$2U_V(0)+U_A+U_F=\Theta, \quad (556)$$

где $U_V(0)$ означает магнитное напряжение:

$$U_V = U_L + U_Z \quad (556a)$$

Фиг. 318 a. Вычисление искажения поля под полюсным наконечником при нагрузке. Направление вращения у генератора — по часовой стрелке, у двигателя — против часовой стрелки.



Фиг. 318 b. Вычисление искажения поля под полюсным наконечником при нагрузке.

вдоль воздушного промежутка и зубца в средней плоскости полюса ($x = 0$, ср. фиг. 318b), U_A — напряжение якоря, $U_F = 2U_K + U_J$ — магнитное напряжение вдоль пути в индукторе и Θ — полный ток обмотки возбуждения для одной цепи. Если заменить часть пути интегрирования, проходящую между полюсным наконечником и телом якоря через среднюю плоскость одного полюса (например, правого), тем путем, который изображен пунктиром на фиг. 318a и пересекает поверхность якоря на расстоянии x от средней плоскости полюса (ср. фиг. 318b), то при принятом на фиг. 318a направлении полных токов полюсов и якоря (результирующий) полный ток нового пути интегрирования увеличивается на xA, где

$$A = \frac{Iz}{2a\pi D} \quad (557)$$

означает линейную нагрузку якоря. Предполагая, что поверхность полюсного наконечника и дуга окружности у тела якоря, совпадающая с основаниями зубцов, являются поверхностями уровня, мы получим для нового пути интегрирования, который у правого полюса проходит через воздушный промежуток в месте x,

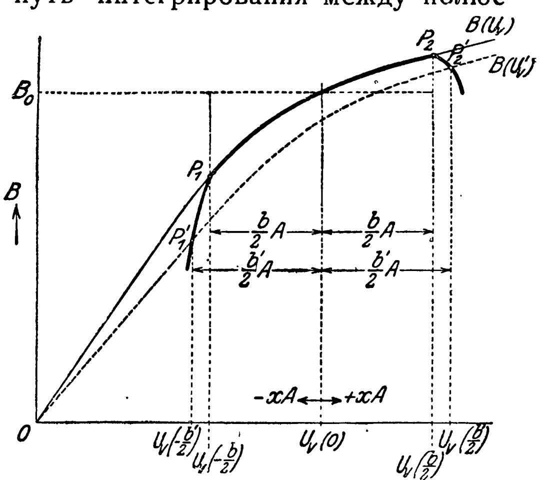
$$U_V(0) + U_V(x) + U_A + U_F = \Theta + xA. \quad (558)$$

Здесь $U_V(x)$ означает магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка и зубца на расстоянии x от средней плоскости полюса.

Этим напряжением определяется распределение индукции в воздушном промежутке, и мы будем его называть **распределительным напряжением**. Из уравн. (556) и (558) для распределительного напряжения получается:

$$U_V(x) = U_V(0) + xA. \tag{559}$$

Такое же распределительное напряжение мы получим и под левым полюсом, если считать расстояния x положительными в том же направлении от средней плоскости полюса, как и у правого полюса. Убедиться в этом легко, изменив путь интегрирования так, чтобы у правого полюса путь интегрирования между полюсным наконечником и телом якоря проходил через среднюю плоскость, а у левого полюса — на расстоянии x от середины полюса.



Фиг. 319. Определение искажения поля под полюсным наконечником при нагрузке. Ср. фиг. 318 a и b.

Индукцию в воздушном промежутке, соответствующую распределительному напряжению $U_V(x)$, мы можем в пределах почти всей области

$$-\frac{b}{2} \leqslant x \leqslant +\frac{b}{2}$$

на окружности якоря, где ширина воздушного промежутка такова же, как под серединою полюса (ср. фиг. 318b), взять из той части характеристики холостого хода, которая изображает индукцию в воздушном промежутке в функции магнитного напряжения $U_V = (U_L + U_Z)$ [кривая $B(U_V)$ на фиг. 319]. Только вблизи границ $\mp \frac{b}{2}$ начинающееся здесь уширение воздушного промежутка вызывает небольшое уменьшение индукции. Таким образом часть P_1P_2 кривой $B(U_V)$ между ординатами

$$U_V\left(-\frac{b}{2}\right) = U_V(0) - \frac{b}{2}A$$

и

$$U_V\left(\frac{b}{2}\right) = U_V(0) + \frac{b}{2}A$$

изображает распределение нормальной составляющей индукции на окружности якоря в той области полюсного наконечника, где воздушный промежуток таков же, как под серединой полюса; часть оси абсцисс

$$U_V\left(\frac{b}{2}\right) - U_V\left(-\frac{b}{2}\right)$$

соответствует при этом полюсной дуге b (ср. фиг. 318b).

В тех местах, где воздушный промежуток уширяется, напряжение его при той же индукции увеличивается в отношении теоретической длины воздушного промежутка δ_i в соответственном месте окружности якоря к длине воздушного промежутка δ под серединою полюса. δ_i можно брать по уравн. (225а), потому что в пределах области полюсного наконечника трубки поля в основном имеют такую же форму, как и при холостом ходе (ср. фиг. 389). Абсциссы кривой $B(U'_V)$, которая изображает индукцию B в функции магнитного напряжения вдоль воздушного промежутка и зубцов в находящейся вне области $-\frac{b}{2} \leqslant x \leqslant +\frac{b}{2}$ точке, удлиняются в отношении $\frac{U'_V}{U_V}$ по сравнению с кривою $B(U_V)$, причем

$$U_V' = U_V + \frac{1}{\Pi_0}(\delta_i - \delta)\ B. \qquad (560)$$

Для точек $\mp \frac{b'}{2}$ окружности якоря (ср. фиг. 318b) мы получаем, например, пунктирную кривую $B(U'_V)$ на фиг. 319. Тогда из уравн. (559) определятся ординаты точек P_1' и P_2' кривой поля на расстоянии $\mp\frac{b'}{2}$ от средней плоскости полюса. Для других точек окружности якоря под полюсным наконечником можно найти нормальную составляющую индукции подобным же образом. Ее распределение для данного случая изображено на фиг. 319 жирной кривой P_1' P_1 P_2 P_2'. Вне полюсных наконечников допустимо накладывать друг на друга кривые поля якоря и поля полюсов, как мы это сделали на фиг. 317 b — d, и тогда, соединив найденные таким путем части кривых с кривою P_1' P_1 P_2 P_2' на фиг. 319, мы получим представленную на фиг. 317е кривую поля. Она справедлива для нагруженной машины с неизменной линейной нагрузкой якоря A и учитывает то обстоятельство, что проницаемость изменяется вместе с индукцией.

При хордовой обмотке машина ведет себя под нагрузкой в основном так же, как при диаметральной обмотке. Кривая возбуждения поля якорной обмотки (ср. фиг. 317а) имеет тогда не треугольную, а трапецоидальную форму, но это несколько влияет только на (фиктивное) поле якоря в воздушном промежутке. При ширине катушки $W = 0{,}83\tau$ картина поля, возбуждаемого якорной обмоткой, имеет вид, показанный на фиг. 324b. Так как при всех практически встречающихся хордовых обмотках ширина катушки всегда больше полюсной дуги, то искажение поля под полюсным наконечником здесь таково же, как при диаметральной обмотке с той же линейной нагрузкой.

3. Вредные последствия искажения поля.

Одним из последствий реакции якоря является, как мы видели, искажение поля под полюсным наконечником. Оно вообще оказывает неблагоприятное влияние на поведение машины, и это влияние проявляется в трех направлениях. Его рассмотрению посвящен настоящий параграф.

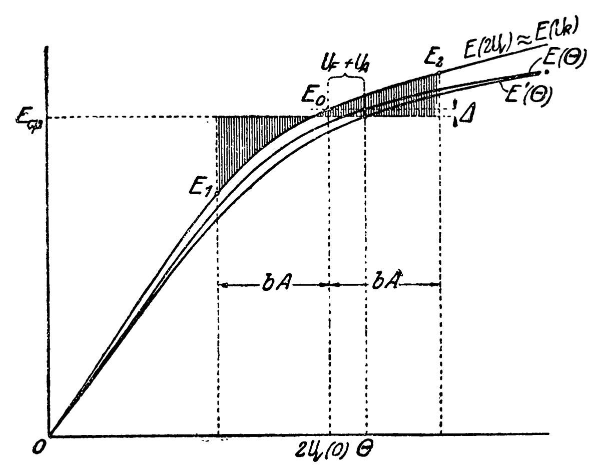
а) Падение напряжения вследствие искажения поля. Из кривой P_1P_2 на фиг. 319, изображающей искажение поля в области полюсного наконечника, мы видим, что в общем случае линейная нагрузка якоря в большей мере ослабляет поле под одной половиной полюсного наконечника, чем она усиливает его под другой половиной. Нижняя часть площади, которую кривая P_1P_2 образует с абсциссою $B_0 = \text{const}$, больше верхней. Это явление объясняется изгибом кривой намагничивания; оно исчезает при очень слабых и очень сильных возбуждениях полюсов. Следствием его является то, что с р е д н я я индукция под полюсным наконечником, а с нею и ЭДС, индуктируемая при нагрузке в обмотке якоря, становятся несколько меньше, чем при холостом ходе. Это уменьшение ЭДС называют падением напряжения вследствие искажения поля.

Планиметрируя кривую поля при нагрузке и при холостом ходе над частью оси абсцисс между сторонами якорного витка, замкнутого щетками накоротко, мы можем определить отношение между индуктированными ЭДС при нагрузке и при холостом ходе. Эта часть оси абсцисс при диаметральных обмотках и щетках, расположенных по середине междуполюсных пространств (на фиг. 317 предположено именно такое их расположение), равняется расстоянию между серединами двух междуполюсных пространств. Но определение этой площади кропотливо, а также и не слишком точно, а поэтому обычно применяют приближенный способ.

У машин постоянного тока с явно выраженными полюсами длина воздушного промежутка обычно не изменяется вдоль большей части (b) полюсной дуги. Поток индукции, входящий в поверхность якоря из этой части дуги, образует тогда подавляющую часть того потока, которым определяется индуктируемая ЭДС. Поэтому для машин, у которых длина воздушного промежутка не изменяется вдоль большей части полюсной дуги, мы не получим значительной ошибки, предположив, что индуктируемая в якорной обмотке ЭДС ослабляется в той же мере, как и средняя индукция под тою частью полюсной дуги, где длина воздушного промежутка такова же, как под серединой полюса. При таком допущении можно очень просто найти магнитную характеристику при нагрузке якоря неизменным током и при расположении щеток по середине междуполюсных пространств.

На фиг. 320 кривая $E(\Theta)$ изображает индуктируемую при холостом ходе в якорной обмотке ЭДС E в функции полного тока полюсов Θ одной магнитной цепи, т. е. является характеристикой холостого хода. Эту же ЭДС, в функции двукратного магнитного напряжения вдоль воздушного промежутка и зубца $2U_V = 2(U_L + U_Z)$ изображает кривая $E(2U_V)$. Разность между абсциссами этих двух кривых равняется, таким образом, сумме $U_F + U_A$ магнитных напряжений вдоль индуктора и тела якоря. Чтобы найти падение напряжения вследствие искажения поля при линейной нагрузке якоря A, будем исходить из магнитного напряжения $2U_V(0)$, которому при холостом ходе соответствует ЭДС E_0. Этой же ЭДС пропорциональна индукция под серединой полюса и при нагрузке. Орди-

наты E_1 и E_2 кривой $E(2U_V)$, соответствующие абсциссам $2U_V(0) \mp bA$ соответствуют тогда при нагрузке индукциям в тех точках окружности якоря, которые отстоят на $\mp \frac{b}{2}$ от средней плоскости полюсов, а ЭДС, индуктируемая в якорной обмотке при нагрузке, приблизительно пропорциональна средней ординате, взятой в области абсцисс от $2U_V(0) - bA$ до $2U_V(0) + bA$. Это среднее значение надо определить так, чтобы оба заштрихованные на фиг. 320 треугольника были равны по площади. Из значений E_1, E_0 и E_2 мы получаем по правилу Симпсона с достаточной точностью



Фиг. 320. Нахождение нагрузочной характеристики $E'(\theta)$, когда щетки находятся в нейтральной зоне и линейная нагрузка якоря A неизменна. Δ — падение напряжения, обусловленное искажением поля.

$$E_{cp} = \frac{E_1 + 4E_0 + E_2}{6}. \quad (561)$$

Поток индукции, сцепленный с якорной катушкой, которая замкнута щетками накоротко, ослабляется в том же отношении, как и индуктируемая ЭДС. Но при нагрузке нейтральная в магнитном отношении зона смещается по окружности якоря на дугу α' (ср. фиг. 317d и e), вследствие чего увеличивается весь поток, входящий в поверхность якоря, а именно на величину

$$\Phi_{\alpha'} = \frac{4}{3}\alpha' B_q, \quad (562)$$

если допустить, что индукция в области между нейтральными зонами изменяется при холостом ходе и нагрузке по параболе. (ср. фиг. 317b — e; при прямолинейном изменении мы имели бы $\Phi_{\alpha'} = \alpha' B_q$). Оба влияния обычно имеют величину одинакового порядка, так что мы можем считать, что весь поток, входящий в поверхность якоря, при нагрузке мало изменяется по сравнению с холостым ходом. Приближенно это правильно и в отношении потока в индукторе, так как подавляющая часть потока замыкается через индуктор. Магнитное напряжение $U_F + U_A$ вдоль индуктора и тела якоря мы считаем поэтому таким же, как при холостом ходе. Если сложить это магнитное напряжение с $2U_V(0)$, то получается полный ток полюсов Θ, при котором индуктируется ЭДС E_{cp} в якорной обмотке с линейной нагрузкой A (фиг. 320). Тогда разность ординат $\Delta = E_0 - E_{cp}$ изображает при неизменном полном токе полюсов Θ падение напряжения вследствие искажения поля.

Выполнив это построение для различных значений $2U_V(0)$, мы получаем нагрузочную характеристику $E'(\Theta)$ для якорного тока, соответствующего линейной нагрузке A. Эта кривая, как и характеристика холостого хода, должна проходить через начало коор-

динат, если мы пренебрегаем остаточным магнетизмом, и приближаться к характеристике холостого хода в верхней, мало изогнутой части (ср. фиг. 320).

Так как магнитное напряжение U_A вдоль пути в теле якоря обычно очень мало по сравнению с распределительным напряжением $U_V = U_L + U_Z$, то мы можем также, при построении нагрузочной характеристики, заменить кривую $E(2U_V)$ кривою $E(U_R) = E(2U_V + U_A)$, которую мы уже построили в масштабе потока $[\Phi(U_R)]$ для определения характеристики холостого хода в § IIG5 (ср. фиг. 200).

b) Увеличение потерь в железе. Вследствие искажения поля увеличивается количество тепла, выделяемого в железе якоря. При этом в теле якоря получается распределение индукции не такое, как при холостом ходе. С этим влиянием мы считаться не будем, так как оно невелико и так как мы вообще можем только с грубым приближением вычислять наперед выделяемое в железе тела якоря количество тепла (ср. § IIH1). Гораздо сильнее влияние на количество тепла, выделяемого в железе зубцов, потому что индукция в зубцах при нагрузке увеличивается почти в таком же отношении как и нормальная составляющая индукции в воздушном промежутке. Мы видели в § IIH2, каким способом можно учесть это влияние,

c) Круговой огонь. Наибольшее напряжение, возникающее между смежными пластинами коллектора, при холостом ходе составляет для одно- и многократных петлевых и волновых обмоток (ср., однако, стр. 564) величину:

$$e_{s0} = \frac{z}{k}\frac{p}{a} B_L l_i v \quad , \tag{562'}$$

если ширина катушки отклоняется от полюсного деления меньше, чем на ширину полюсной дуги b, вдоль которой воздушный промежуток сохраняет неизменную ширину.

Здесь $\frac{z}{k}\frac{p}{a}$ означает активное число проводников части обмотки между смежными коллекторными пластинами, B_L — максимальное значение кривой поля при холостом ходе, l_i — теоретическую длину якоря и v — окружную скорость якоря. Вследствие искажения поля увеличивается максимальное значение напряжения между пластинами, которое при обмотках, у которых ширина катушки незначительно отклоняется от полюсного деления, пропорционально максимальному значению кривой поля. Как показывает опыт, это напряжение должно быть ниже определенного значения, чтобы на коллекторе не возникал круговой огонь. Допустимое максимальное значение ЭДС, индуктируемой при нагрузке в части обмотки между смежными коллекторными пластинами, зависит от сопротивления цепи короткого замыкания катушки и составляет у машин средней величины обычно около 35 V, у крупных машин несколько меньше (25 — 30 V), у малых машин — больше (40 — 50 V). Поэтому, если максимальное напряжение между смежными коллекторными пластинами при холостом ходе не на много ниже этих предельных

значений, то при нагрузке машины вследствие искажения поля под полюсным наконечником может возникнуть круговой огонь.

Начало круговому огню кладет угольная пыль, которая при работе отлагается на изолирующих прокладках между пластинами коллектора и дает возможность образоваться небольшой дуге между пластинами при напряжении между ними от 25 до 50 V, смотря по сопротивлению цепи короткого замыкания. Однажды возникнув, такая дуга удерживается, когда катушки между соответственными пластинами коллектора попадают в область меньшей индукции на окружности якоря. Так как в область максимальной индукции попадают все новые катушки, то вскоре образуется целый венец небольших дуг на коллекторе, в конце концов переходящий в сплошную большую дугу между щеткодержателями различной полярности.

Круговой огонь выплавляет углубления на поверхности коллектора, что на длительный срок выводит машину из строя. Превратившийся в сплошную дугу круговой огонь замыкает накоротко всю сеть, потому что сопротивление дуги очень незначительно.

При выборе якорной обмотки надлежит поэтому считаться с искажением поля, увеличивающим максимальное напряжение между пластинами по сравнению с холостым полем. Увеличение это дает себя особенно знать в тех случаях, когда машина подвержена сильным толчкам нагрузки или даже коротким замыканиям и когда число оборотов в широких пределах регулируется посредством ослабления поля. Опасность кругового огня можно несколько умерить, придав большую ширину изолирующим прокладкам между коллекторными пластинами.

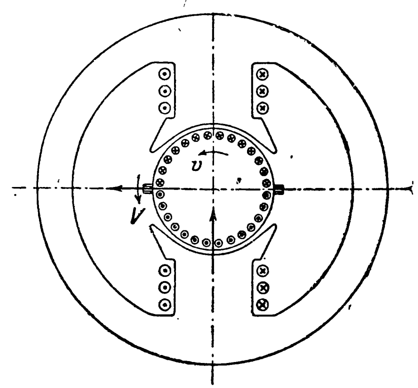
Чем меньше расстояние между щеткодержателями различной полярности, тем легче круговому огню вызвать короткое замыкание на щетках. У машин с небольшим полюсным делением на окружности коллектора иногда прикрывают по этой причине щеткодержатели изолирующими крышками, чтобы воспрепятствовать возникновению дуги, или же снабжают щеткодержатели металлическими рогами, быстро гасящими эту дугу (Р 31).

Особенно разрушительными могут быть последствия кругового огня у одноякорных преобразователей, так как у них вольтова дуга непосредственно питается от сети переменного тока, к которой присоединена якорная обмотка.

4. Смещение нейтральной зоны.

Еще одним последствием реакции якоря, кроме искажения поля под полюсным наконечником, является, как мы видели в § 1, смещение нейтральной зоны. Поэтому катушечные стороны, замыкаемые щетками накоротко, у машин без дополнительных полюсов приходится по мере увеличения нагрузки смещать для того, чтобы в этих катушках не индуктировалась ЭДС движения, способная вызвать круговой огонь. Прежде чем подробнее рассмотреть этот вопрос, исследуем, в каком направлении должны быть смещены щетки, чтобы замыкаемые накоротко катушечные стороны перешли в свободную от поля зону.

а) **Направление смещения щеток.** Рассмотрим сперва г е н е р а т о р с показанным на фиг. 321 направлением тока в обмотке возбуждения и предположим, что якорь вращается в положительном направлении, как это указывает стрелка v. Направление тока или ЭДС в якорной обмотке определяем по правилу правой руки. Положительные оси обмотки, соответствующие токам в обмотке возбуждения и в якорной обмотке, указаны на рис. 321 прямыми стрелками. Ось обмотки якоря совпадает с линией, соединяющей щетки. Чтобы щетки (точнее говоря, катушечные стороны, замыкаемые щетками накоротко) могли попасть в свободную от поля зону, они должны быть смещены так, чтобы положительные оси обеих обмоток отчасти были направлены друг против друга. Для этого щетки должны быть смещены в н а п р а в л е н и и вращения якоря,



Фиг. 321. Сдвиг щеток у нагруженного г е н е р а т о р а.

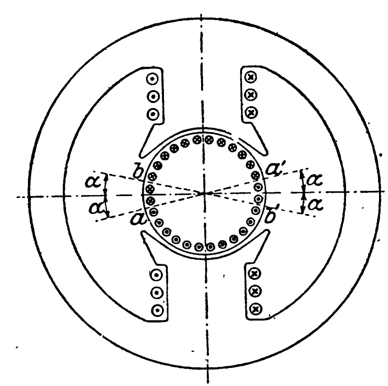
Фиг. 322. Сдвиг щеток у нагруженного д в и г а т е л я.

т. е. в указанном стрелкою V направлении. Это правило для генераторов действительно всегда, ибо, если мы, не изменив направления вращения, изменим направление тока в обмотке возбуждения, то изменится и направление тока в якоре; следовательно, щетки будут смещены так же, как прежде, т. е. в направлении вращения якоря. С другой стороны, если мы, не изменив направления тока в обмотке возбуждения, изменим направление вращения, то направление тока изменится только в якоре, так что смещение щеток будет противоположно предыдущему, т. е. они опять-таки будут смещены в направлении вращения якоря.

Допустим теперь, что машина работает д в и г а т е л е м (фиг. 322). Пусть полюсы возбуждаются так же, как у генератора, и пусть ток подводится к щеткам так, что получается такое же токораспределение, как у генератора. Если по правилу левой руки определить направление вращения, то, как этого и следовало ждать на основании закона сохранения энергии, это направление оказывается противоположным направлению вращения генератора, что и показывает стрелка v на фиг. 322. Так как мы задались тем же направлением токов в обмотках возбуждения и якоря, как и у генератора, то теперь щетки должны быть смещены п р о т и в направления вращения якоря.

Таким образом у двигателя щетки надо смещать против направления вращения, у генератора — в направлении вращения.

К тому же результату мы пришли бы также, рассмотрев фиг. 318а и 317. Представленное на фиг. 318а токораспределение и кривые поля на фиг. 317 соответствуют у генератора направлению вращения по часовой стрелке, т. е. на фиг. 317 в направлении положительных абсцисс; у двигателя соответствуют направлению вращения против часовой стрелки, т. е. на фиг. 317 в сторону орицательных абсцисс. Следовательно, нейтральная зона у генератора смещается в направлении вращения, а у двигателя против направления вращения. Усиление поля под полюсным наконечником происходит у генератора в направлении вращения, у двигателя против направления вращения, т. е. в обоих случаях в направлении смещения щеток. Так как вместе со щетками смещается и кривая возбуждения поля якоря, то при том же полном токе полюсов и том же якорном токе щетки надо передвинуть еще немного за дугу α', которую мы согласно фиг. 317 нашли для нейтральной зоны при нагрузке. Чтобы вообще щетки могли попасть в свободную от поля зону, полный ток полюсов должен при всех обстоятельствах быть больше полного тока якоря:



Фиг. 323. Разложение полного тока якоря на продольный и поперечный.

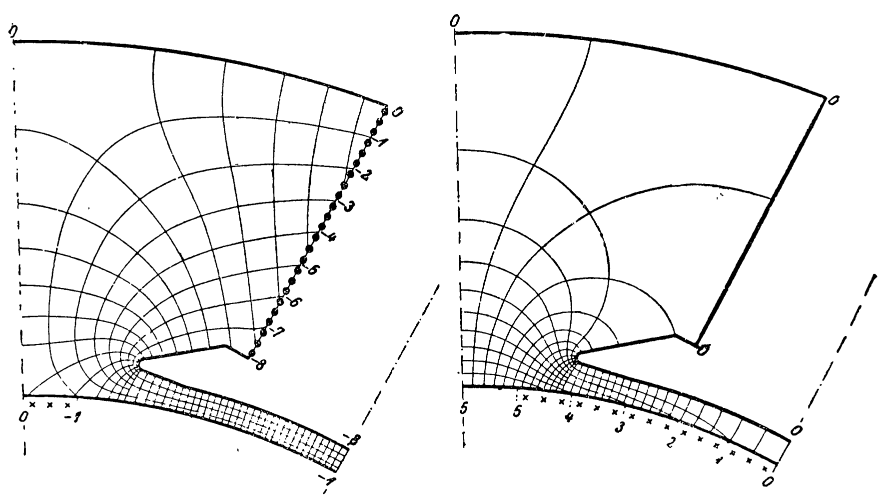
$$\Theta > \frac{I}{2a}\frac{z}{2p}. \qquad (563)$$

Мало того, разность между ними должна быть значительна потому, что короткозамкнутые катушечные стороны должны и при смещенных щетках оставаться еще в пределах междуполюсных пространств и потому, что, как мы увидим ниже, результирующая индукция должна в зоне коммутации не равняться нулю и действовать против фиктивной составляющей, которую возбуждает якорная обмотка, чтобы уничтожать ЭДС коммутации. Мы не станем точно определять угол смещения щеток, так как в настоящее время машины без дополнительных полюсов строятся только для небольших мощностей.

b) Реакция якоря при смещенных щетках. Когда щетки передвинуты из середины междуполюсного пространства на дугу α, измеренную по окружности якоря, то мы можем разложить полный ток якорной обмотки на две части: на продольный и на поперечный полные токи. Продольный полный ток (ср. фиг. 323) расположен при очень узких щетках на дуге $ab (= a'b') = 2\alpha$ и равен $2\alpha A$, где A означает линейную нагрузку. Поперечный полный ток лежит на дуге $ba' (= b'a) = \tau - 2\alpha$ и равен $(\tau - 2\alpha) A$.

Так как дуга $\tau - 2\alpha$ в практических случаях всегда больше полюсной дуги, то распределение поля под полюсным наконечником при том же результирующем продольном полном токе $\Theta - 2\alpha A$ не изменяется от смещения

щеток. В самом деле, если представить себе на фиг. 318 а продольный в междуполюсном пространстве полный ток якоря $2\alpha A$, то в уравн. (556) и (558) надо заменить Θ через $\Theta - 2\alpha A$, и мы видим, что уравн. (559) справедливо и при смещенных щетках, если $U_r(0)$ означает магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка и зубца при результирующем продольном полном токе $\Theta - 2\alpha A$. Таким образом падение напряжения вследствие искажения поля под полюсным наконечником следует находить так же, как это было показано в § 3а, поскольку щетки остаются вне области полюсного наконечника.



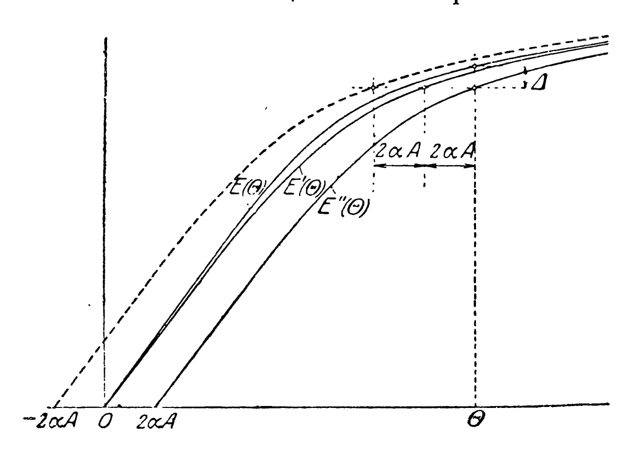
Фиг. 324 а. Картина поля, создаваемого полным током полюсов и продольным полным током якоря при смещении щеток на $\alpha = \frac{\tau}{12}$. Диаметральная обмотка и бесконечно узкие щетки; отношение полного тока полюсов Θ к полному току якоря τA равняется $\frac{8}{6}$.

Фиг. 324 b. Картина поля, создаваемого поперечным полным током якоря для представленного на фиг. 324 а случая. Она же — картина поля хордовой обмотки с шириною катушки $W = \frac{5}{6}\tau$ и бесконечно узкими щетками. Ср. также фиг. 315.

При широких щетках и хордовой обмотке продольный полный ток уже не симметричен относительно средней плоскости междуполюсного пространства; его величина, однако, и в этом случае равняется при прямолинейной коммутации $2\alpha A$, поскольку под полюсным наконечником не изменяется токораспределение, а это условие обычно всегда соблюдается при практически встречающихся ширинах щеток, ширинах катушек и смещениях щеток. Тогда и искажение поля под полюсным наконечником не зависит от ширины щетки и ширины катушки.

Распределение поля вне полюсного наконечника мы снова находим по картинам поля. Для его определения мы могли бы сразу же вычислить результирующую картину поля, какая получается при одновременном питании обмотки возбуждения и якорной обмотки. Но удобнее построить отдельно картины поля для продоль-

ного и для поперечного полных токов и затем сложить получившиеся из них кривые поля; построение **этих** картин поля проще, так как они симметричны относительно средних плоскостей междуполюсных пространств и полюсов. На фиг. 324a и b такие картины поля представлены для диаметральной обмотки. При этом мы задались отношением полного тока полюсов Θ к полному току якоря τA равным $\frac{8}{6}$ и смещением щеток $\alpha=\frac{\tau}{12}$. Получающиеся при этих значениях потенциалы на пограничных поверхностях указаны в единицах $\frac{\tau}{12}$ A. Даже не строя кривую поля, мы можем по картинам поля, сосчитывая трубки, найти часть потока, определяющего собою индуктируемую ЭДС, ту его часть, которая входит в поверхность якоря там, где железо в магнитном отношении нагружено слабо (т. е. на фиг. 318b для $-\frac{\tau}{2}\leqslant x<-\frac{b'}{2}$ и $\frac{b'}{2}<x\leqslant\frac{\tau}{2}$) Остальную часть потока мы находим по способу, показанному на фиг. 319.



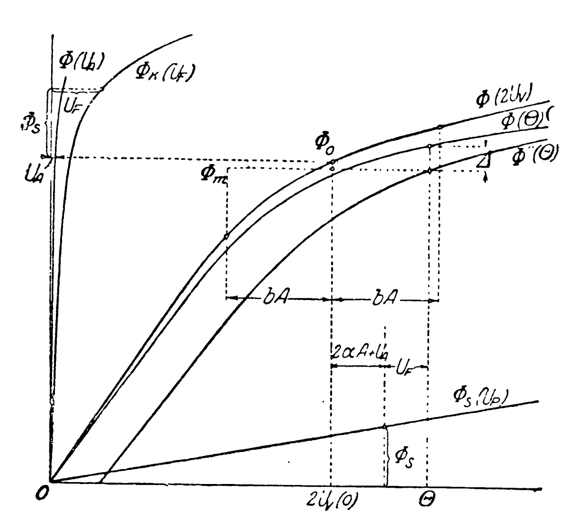
Фиг. 325. Нахождение нагрузочной характеристики $E''(\Theta)$ при смещенных щетках по нагрузочной характеристике $E'(\Theta)$, когда щетки находятся в нейтральной зоне при нагрузке якоря линейною нагрузкою A. Δ — падение напряжения, вызываемое искажением поля и продольным полным током якоря. Добавочное рассеяние не принято во внимание.

Если желательно избегнуть несколько кропотливого вычерчивания картин поля, то можно поступить следующим образом. Согласно § 3a, находят по характеристике холостого хода (E на фиг. 325) нагрузочную характеристику (E') при щетках, расположенных по середине междуполюсных пространств. Если затем эту кривую передвинуть в направлении оси абсцисс на расстояние, соответствующее величине $2\alpha A$ продольного полного тока, то получится нагрузочная характеристика при щетках, смещенных на дугу α (приведенную к окружности якоря) в функции полного тока полюсов, $E''(\Theta)$. Величина $\Delta=E-E''$ представляет собою общее падение напряжения вследствие реакции якоря.

Так как продольный полный ток при сдвинутых в надлежащем направлении щетках всегда противоположен по знаку полному току полюсов, то его называют также противодействующим полным током. Это противодействие становится отрицательным, когда щетки смещены в противоположном направлении по сравнению с тем, которого требует безискровая коммутация. Тогда результирующий продольный полный ток равен $\Theta+2\alpha A$, и нам надо передвинуть кривую E' в направлении отрицательной оси абсцисс на расстояние $2\alpha A$, чтобы получить нагрузочную характеристику E'' (пунктир-

ная кривая на фиг. 325). Здесь ЭДС при нагрузке больше, чем при холостом ходе, но этот случай не имеет практического значения, так как при нем нужно ожидать искрения на коллекторе.

При построении нагрузочной характеристики согласно фиг. 325 мы не учли, что та часть (фиктивного) продольного потока, которая входит в поверхность якоря в пределах зоны смещения щеток 2α, не принимает теперь участия в образовании ЭДС, и мы пренебрегли ЭДС, которую в пределах этой зоны создает часть (фиктивного) поперечного потока (ср. фиг. 323). Эта часть поперечного потока, если щетки стоят в свободной от поля зоне ($\alpha = \alpha'$, ср. фиг. 317е), приблизительно на $\Phi_{\alpha'} = \frac{4}{3} \alpha' B_q$ больше по уравн. (562), чем упомянутая часть продольного потока, так что ЭДС при нагрузке еще несколько увеличивается. Наоборот, если щетки находятся вне свободной от поля зоны, независимо от того, в какую сторону они передвинуты, то разность меньше, чем по уравн. (562). Она даже может стать отрицательной, когда щетки передвинуты очень далеко за пределы свободной от поля зоны, чего практически, впрочем, не случается. Увеличение индуктируемой ЭДС, обусловленное этими влияниями, невелико; к тому же оно отчасти компенсируется увеличением потока рассеяния обмотки возбуждения, обусловленным продольным полным током.



Фиг. 326. Нахождение нагрузочной характеристики $\Phi''(\Theta)$ при смещенных щетках с учетом добавочного рассеяния.

При желании учесть увеличение потока рассеяния, обусловленное продольным полным током якоря, мы можем поступить следующим образом (фиг. 326). Построив кривые $\Phi(2U_V)$, $\Phi(U_A)$, $\Phi_K(U_F)$ и $\Phi_s(U_P)$ (обозначения как в § IIG5), мы определяем по известному нам способу для потока холостого хода Φ_0 поток Φ_m при нагрузке. Тогда

$$U_P = 2U_V(0) + U_A + 2\alpha A \tag{564}$$

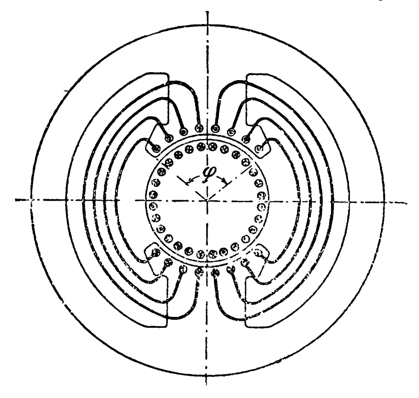
представляет собою магнитное напряжение между полюсными наконечниками, которому пропорционален поток рассеяния. Из кривой $\Phi_K(U_F)$ для $\Phi_K = \Phi_0 + \Phi_s$ мы берем магнитное напряжение U_F вдоль индуктора. Тогда полный ток полюсов, необходимый для возбуждения потока Φ_m при нагрузке, равен $\Theta = 2U_V(0) + 2\alpha A + U_A + U_F$, а разность между потоками при холостом ходе и нагрузке равна $\Delta = \Phi(\Theta) - \Phi''(\Theta)$, и этой разности пропорционально падение напряжения, обусловленное реакцией якоря. Так как обычно U_A

мало по сравнению с $2U_V$, то мы можем также положить $\Phi(2U_V) \approx \approx \Phi(U_R)$, $2\alpha A + U_A \approx 2\alpha A$ и $\Phi_s(U_P) = \Phi_s(U_R + 2\alpha A)$, что еще больше упрощает нахождение нагрузочной характеристики по характеристике холостого хода (ср. фиг. 200).

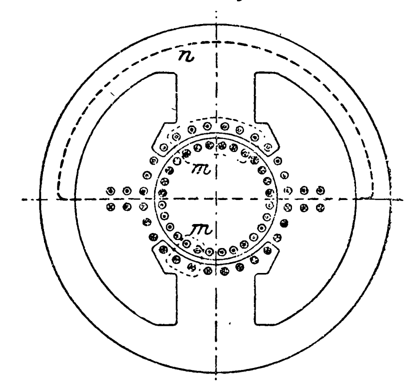
5. Компенсационная обмотка и обмотка дополнительных полюсов.

Реакцию якоря у машины постоянного тока можно в основном уничтожить посредством особых обмоток на полюсах, а именно компенсационной обмотки и обмотки дополнительных полюсов.

а) Компенсационная обмотка. Для того чтобы поле не искажалось под полюсным наконечником, размещают во впадинах полюсного наконечника обмотку (ср. рис. 327), включенную так, что



Фиг. 327. Машина с компенсационной обмоткой.



Фиг. 328. Машина с компенсационной обмоткой и коммутирующим полем без дополнительных полюсов.

она в основном уничтожает фиктивное поле якоря под полюсным наконечником. Если представить себе полный ток этой обмотки замененным линейной нагрузкой на поверхности полюсного наконечника, то эта линейная нагрузка должна быть меньше линейной нагрузки якоря в отношении диаметра якоря к диаметру расточки полюсных наконечников и должна быть направлена против нее. Тогда результирующий полный поток равен нулю для всех путей, проходящих в двух любых местах окружности якоря под полюсным наконечником через воздушный промежуток и замыкающихся в железе полюсного наконечника и якоря (см. пунктирные пути m на фиг. 328). Таким образом реакция якоря в пределах области полюсного наконечника уничтожается, и нормальная составляющая индукции на окружности якоря, если пренебречь незначительным полем рассеяния в воздушном промежутке между якорной обмоткой и компенсационной обмоткой, остается при нагрузке такой же, как при холостом ходе. Неравномерное в действительности распределение полного тока на окружности якоря и полюсного наконечника имеет следствием то, что еще сохраняются небольшие (фиктивные) остаточные поля в воздушном промежутке, которые замыкаются через головки зубцов якоря и полюсного наконечника и вызывают в пределах одного зубцового деления якоря или полюсного нако-

нечника небольшое искажение поля, имеющее значение только в отношении поверхностных и пульсационных потерь (§§ IIН4 и 5). Эти остаточные поля тем меньше, чем меньше зубцовое деление.

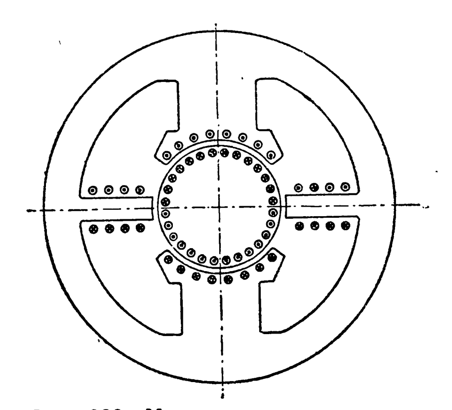
Для компенсационной обмотки можно выбрать число впадин независимо от числа впадин якоря, и его обычно по конструктивным соображениям выбирают так, чтобы каждая впадина по возможности содержала толко один или два стержня. Стержни между смежными полюсами соединены в витки посредством дуг (ср. фиг. 327 и 442). Впадины в полюсном наконечнике, куда закладывается компенсационная обмотка, выполняются обычно совершенно закрытыми или полузакрытыми. Так как линейные нагрузки якоря и компенсационной обмотки должны быть одинаковы, то полный ток компенсационной обмотки одного полюса должен равняться полному току якоря, заключенному в центральном угле φ, соответствующем полюсной дуге. Компенсационная обмотка должна быть соединена последовательно с якорной обмоткой, чтобы при любом токе нагрузки компенсировать полный ток якоря под полюсным наконечником.

Компенсационной обмоткой обычно снабжаются машины, имеющие и дополнительные полюса.

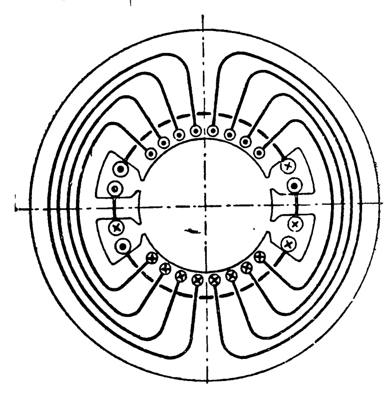
b) Обмотка дополнительных полюсов. Как мы видели в § 4b, продольный полный ток якоря равен нулю, когда щетки при нагрузке стоят по середине междуполюсных пространств (P32). Чтобы, при таком положении щеток в короткозамкнутых катушках, от движения в поперечном поле якоря, не могли индуктироваться ЭДС, способные вызвать искрение на щетках, поперечное поле якоря должно быть уничтожено в пределах зон коммутации. Если бы компенсационная обмотка простиралась за пределы полюсного наконечника, так, чтобы компенсировать весь полный ток якоря, то нормальная составляющая индукции на окружности якоря, возбуждаемая якорной обмоткой, исчезла бы почти полностью; сохранилась бы только та ее небольшая часть, которую создает поле рассеяния между обеими обмотками. Мы увидим в главе В, что и в этом случае поперечный поток впадин в зоне коммутации и сцепленный с короткозамкнутыми катушками лобовой поток рассеяния еще индуктируют ЭДС, вызывающие искрение на щетках. Чтобы уничтожить в основном и эти ЭДС, на окружности якоря в пределах зоны коммутации должна действовать результирующая нормальная составляющая индукции, направленная против фиктивной нормальной составляющей магнитного поля, возбуждаемого одним только якорем. Величину этой нормальной составляющей мы вычислим позже. Здесь же нам надо только принять во внимание ее направление. Для возбуждения этой нормальной составляющей в пределах зон коммутации должен преобладать полный ток компенсационной обмотки. Так как, с другой стороны, линейные нагрузки якорной и компенсационной обмоток должны быть одинаковы в области полюсных наконечников, чтобы поле под ними не искажалось, то в междуполюсном пространстве компенсационная обмотка должна быть усилена так, чтобы результирующий полный ток для пути интегрирования n на фиг. 328, проходящего через середину зоны коммутации и охватывающего полный ток якорной и

компенсационной обмоток, возбуждал на окружности якоря необходимую нормальную составляющую индукции. Для путей интегрирования m, проходящих через воздушный промежуток под одним и тем же полюсом, результирующий полный ток должен равняться нулю.

Чтобы необходимую в зоне коммутации индукцию получить при возможно малом расходе обмоточного металла, повышают в междуполюсном пространстве магнитную проводимость посредством помещенного в нем дополнительного полюса или дополнительного зубца (фиг. 329 и 330). Обмотку, непосредственно охватывающую сердечник дополнительного полюса, называют обмоткой дополнительного полюса. Эта обмотка должна быть соединена последовательно с компенсационной и якорной обмотками.



Фиг. 329. Машина с компенсационной обмоткой и дополнительными полюсами. Явно выраженные полюса, массивное ярмо.



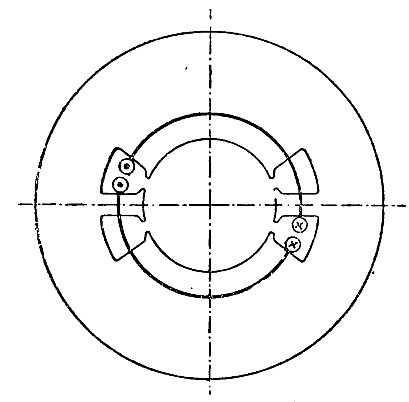
Фиг. 330. Машина с компенсационной обмоткой и дополнительными зубцами. Набранный из листов индуктор.

Индуктор представленной на фиг. 330 машины обычно набирается из отдельных листов, в которых выштампованы впадины для компенсационной обмотки и междуполюсные промежутки. Но этим затруднен отвод джоулева тепла, выделяемого в обмотке, возбуждения и в обмотке дополнительных полюсов.

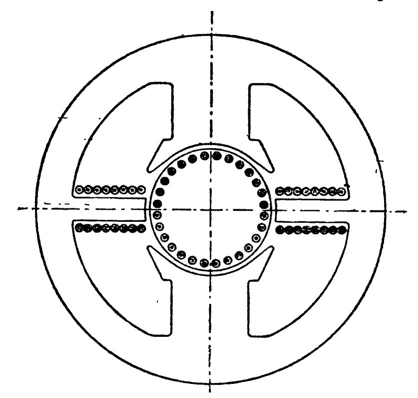
По этой причине, а также в видах единообразного исполнения машин с компенсационной обмоткой и без нее, предпочтение отдается и при компенсированных машинах конструкции с массивным индуктором (фиг. 329). Тогда сердечники полюсов становятся длиннее, и междуполюсное пространство увеличивается, благодаря чему улучшаются условия для отвода тепла.

В пространствах между главными и дополнительным полюсами расположены в чередующемся порядке суммы и разности полных токов дополнительных и главных полюсов (см. фиг. 330, где показана также обмотка главных полюсов). У машин с последовательным соединением якорной обмотки и обмотки возбуждения (у сериесных машин) полные токи дополнительных и главных полюсов пропорциональны тогда друг другу, а часто и равны или могут быть сделаны равными друг другу посредством надлежащего вы-

бора воздушного промежутка под дополнительным полюсом. В этом случае обмотку дополнительных полюсов можно соединить с обмоткой возбуждения в общую обмотку, так, чтобы междуполюсные пространства, где содержатся разности полных токов, оставались необмотанными (фиг. 331). Однако, при изменении направления вращения машины изменяется направление тока только в одной из обеих обмоток, так что в тех междуполюсных пространствах, где раньше содержалась разность полных токов, теперь содержится сумма полных токов обмоток возбуждения и дополнительных полюсов, и наоборот. Поэтому машины, предназначенные для вращения в обоих направлениях, должны быть снабжены двумя



Фиг. 331. Замещение обмотки возбуждения и обмотки дополнительных полюсов у сериесной машины согласно фиг. 330 эквивалентною обмоткой.



Фиг. 332. Машина с дополнительными полюсами без компенсационной обмотки.

объединенными обмотками, размещенными в различных междуполюсных пространствах. Возможностью соединять обмотки возбуждения и дополнительных полюсов пользуются иногда при конструировании однофазных сериесных двигателей [Л 172, стр. 560].

Показанная на фиг. 329 и 330 машина с компенсационной обмоткой и обмоткой дополнительных полюсов является наиболее совершенной машиной постоянного тока. У нее предотвращено искажение поля под полюсным наконечником, а в зоне коммутации может возбуждаться надлежащее коммутирующее поле для безискровой коммутации. Тем самым устранены все вредные последствия реакциия коря. Индуктируемая при холостом ходе ЭДС остается тогда без изменения и при нагрузке машины. Но так как компенсационная обмотка значительно увеличивает стоимость машины, то ею пользуются только в наиболее тяжелых случаях, а обычно довольствуются тем, что снабжают машину одной только обмоткой дополнительных полюсов (фиг. 332). Тогда хотя полный ток обмотки дополнительных полюсов и должен быть увеличен на полный ток компенсационной обмотки, но средняя длина витка у обмотки дополнительных полюсов значительно меньше, чем у компенсационной обмотки, и ее изготовление значительно дешевле, так как она состоит из обыкновенных, не укладываемых во впади-

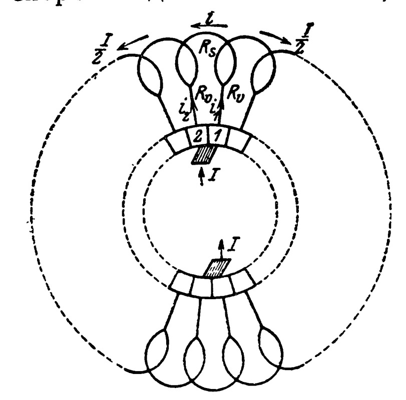
ны, катушек, которые можно удобно изготовлять вне машины. Машины с дополнительными полюсами, но без компенсационной обмотки, работают без искрения при неизменном расположении щеток в геометрически нейтральных зонах, но у них не устранено искажение поля под главными полюсами и сопряженные с ним недостатки (ср. § А3).

Магнитную цепь дополнительных полюсов мы рассмотрим в главе С. Там же мы покажем, что у нагруженной машины еще может происходить падение напряжения вследствие наложения друг на друга потоков главных и дополнительных полюсов.

В. Коммутация.

1. Коммутация без учета индуктируемых ЭДС.

Для изучения процессов коммутации предположим сперва, что в якорной обмотке, даже при вращении якоря, не индуктируется ЭДС. Такое предположение может иметь место, если окружная скорость достаточно мала, причем мы можем представлять себе якорь находящимся вне индуктора, в воздушном пространстве. Ток в короткозамкнутой якорной катушке определяется тогда исключительно сопротивлениями цепи короткого замыкания. Этот случай называется к о м м у т а ц и е й с о п р о т и в л е н и е м. Чтобы сделать по возможности наглядными эти процессы, допустим, что ширина щетки равна коллекторному делению или меньше его и что изолирующие прокладки между коллекторными пластинами бесконечно тонки.



Фиг. 333. Обозначение токов и сопротивлений.

а) Сопротивление обмотки и петушков равно нулю. Первоначально будем пренебрегать также сопротивлением катушек якорной обмотки и петушков (соединительных проводников между обмоткой и коллектором) по сравнению с переходным сопротивлением между щеткой и коллектором, иными словами будем считать, что только этим переходным сопротивлением определяется ток в катушке, замкнутой щетками накоротко.

На фиг. 333 схематически представлен якорь двухполюсной машины, к которому извне через скользящие по коллектору щетки подводится неизменной силы ток I. Этот ток поровну делится между обеими ветвями якорной обмотки, если эти ветви при каждом положении якоря имеют одинаковые сопротивления. Рассмотрим изменение тока i в замкнутой щетками накоротко катушке. Произвольно выбранное положительное направление этого тока указано на фиг. 333.

Пусть в момент $t = 0$ (фиг. 334а) начинается короткое замыкание рассматриваемой катушки, а в момент $t = T$ (фиг. 334с) ком-

мутация пусть заканчивается. Тогда фиг. 333 и 334b изображают положение коллектора для моментов $0 < t < T$. Если обозначить через v неизменную окружную скорость коллектора, то vt означает путь, проходимый изолирующей прокладкой между коллекторными пластинами *1* и *2*, соединенными с рассматриваемой катушкой; этот путь за время периода коммутации одной катушки равен

$$vT = b, \tag{565}$$

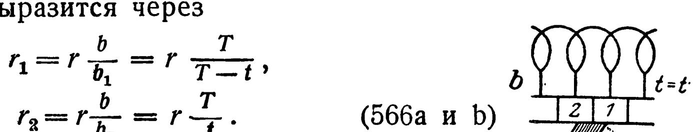
если b означает ширину щетки в направлении окружности коллектора. В момент t щетка перекрывает тогда пластины коллектора *1* и *2* по ширине:

$$b_1 = v(T - t) \qquad b_2 = vt. \qquad \text{(565a и b)}$$

Если через r обозначить переходное сопротивление всей щетки, то переходное сопротивление для пластин *1* и *2* выразится через

$$r_1 = r\frac{b}{b_1} = r\frac{T}{T-t},$$

$$r_2 = r\frac{b}{b_2} = r\frac{T}{t}. \qquad \text{(566a и b)}$$

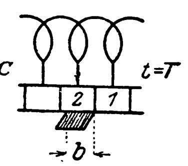


Найдем электрическое напряжение обхода по контуру короткозамкнутой катушки и приравняем его нулю, поскольку мы пренебрегаем индуктируемой ЭДС. Приняв при этом во внимание, что сопротивления короткозамкнутой катушки и петушков предположены нами ничтожно малыми по сравнению с переходным сопротивлением щеток, мы получаем

$$r_1 i_1 - r_2 i_2 = 0. \tag{567}$$

Для токов i_1 и i_2 мы пишем согласно фиг. 333:

$$i_1 = \frac{1}{2} I + i, \qquad i_2 = \frac{1}{2} I - i. \qquad \text{(567a и b)}$$



Фиг. 334 a—c. Положение коллекторных пластин относительно щетки во время коммутации.

При этих токах и сопротивлениях r_1 и r_2 в уравн. (566a и b) мы получаем по уравн. (567) ток i в короткозамкнутой катушке равным

$$i = \frac{I}{2}\left(1 - 2\frac{t}{T}\right). \tag{568}$$

Таким образом, здесь ток короткого замыкания представляет собой линейную функцию от времени (фиг. 335); такая коммутация называется прямолинейной.

Для плотности тока в частях поверхности щетки, перекрывающих пластины *1* и *2* коллектора, мы получаем по уравн. (565) и (565a и b) при любом изменении тока короткого замыкания (ср. фиг. 336)

$$j_1 = \frac{i_1 b}{F b_1} = \frac{1}{F}\frac{i_1}{1 - \frac{t}{T}} = j_0 \operatorname{tg} \alpha_1, \tag{569a}$$

$$j_2 = \frac{i_2 b}{F b_2} = \frac{1}{F}\frac{i_2}{\frac{t}{T}} = j_0 \operatorname{tg} \alpha_2. \tag{569b}$$

где F означает поверхность контакта щетки, а

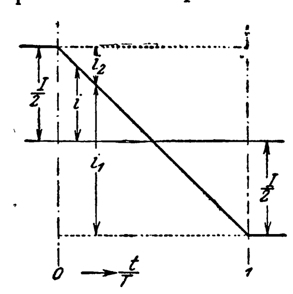
$$j_0 = \frac{I}{F}, \tag{570}$$

среднюю плотность тока на поверхности контакта.

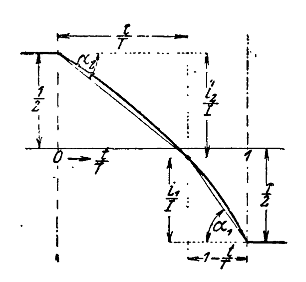
При **п р я м о л и н е й н о й** коммутации $\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha_2 = 1$ и

$$j_1 = j_2 = j_0 = \frac{I}{F}. \tag{571}$$

Иными словами, ток при всех положениях щетки распределен равномерно по поверхности контакта (Р33).



Фиг. 335. Токи в якорной катушке (i) и петушках (i_1 и i_2) при прямолинейной коммутации.



Фиг. 336. К уравнениям (569 а и b), справедливым при любом изменении токов короткого замыкания.

b) Влияние сопротивлений обмотки и петушков. Посмотрим теперь, какое влияние оказывает на ток короткого замыкания сопротивление якорной обмотки и петушков. Обозначим сопротивление одной якорной катушки через R_s, сопротивление одного петушка (соединительного провода между обмоткой и коллектором) через R_v (фиг. 333). Мы получаем тогда для электрического напряжения обхода

$$r_1 i_1 + R_v i_1 R_s i - R_v i_2 - r_2 i_2 = 0. \tag{572}$$

Заменив в этом уравнении сопротивления r_1 и r_2 выражениями по уравн. (566a и b) и токи i_1 и i_2 выражениями по уравн. (567a и b) и объединяя сопротивления R_s и R_v в

$$R = R_s + 2R_v, \tag{573a}$$

мы получим

$$i = \rho \frac{I}{2}\left(1 - 2\frac{t}{T}\right), \tag{573}$$

где

$$\rho = \frac{1}{1 + \frac{R}{r}\left[\frac{t}{T} - \left(\frac{t}{T}\right)^2\right]}. \tag{573b}$$

Теперь кривая изменения тока короткого замыкания i отклоняется от прямой линии. Коэфициент ρ, на который нужно умножить ток прямолинейной коммутации i [ср. уравн. (573) с уравн.

(568)], равняется 1 при $t=0$ и $t=T$, а при $0<t<T$ он всегда меньше 1 и имеет минимум,

$$\rho_{\min} = \frac{1}{1+\frac{R}{4r}} \qquad (573b')$$

при $t=\frac{T}{2}$. На фиг. 337a представлен коэфициент ρ, а на фиг. 337b — ток короткого замыкания i (более жирная кривая) в функции отношения $\frac{t}{T}$ для $\frac{R}{r}=1$. Однако у машин постоянного тока с угольными щетками $\frac{R}{r}$ гораздо меньше 1, так что отклонение от прямолинейного изменения тока короткого замыкания ничтожно мало. Например, при $\frac{R}{r}=\frac{1}{5}$ получается $\rho_{\min}=0{,}953$, тогда как на фиг. 337a и b получается $\rho_{\min}=0{,}8$.

У машин переменного тока иногда увеличивают искусственно сопротивление цепи катушки, чтобы умерить токи, индуктируемые пульсирующим главным полем в замкнутых щетками накоротко катушках. Тогда отклонение изменения тока i от прямой линии может стать весьма значительным, как это, например, показывает на фиг. 337b пунктирная кривая для $\frac{R}{r}=10$. Изменение тока i согласно уравн. (573) и (573b) зависит от сопротивления цепи катушки $R=R_s+2R_v$, причем безразлично, какая доля его приходится на самую якорную обмотку и какая на петушки. Так как, однако, главный ток всегда проходит по всем катушкам якорной обмотки, и только по немногим петушкам, то для уменьшения джоулевых потерь всегда следует помещать искусственное сопротивление, поскольку его применение вообще желательно, в петушки.

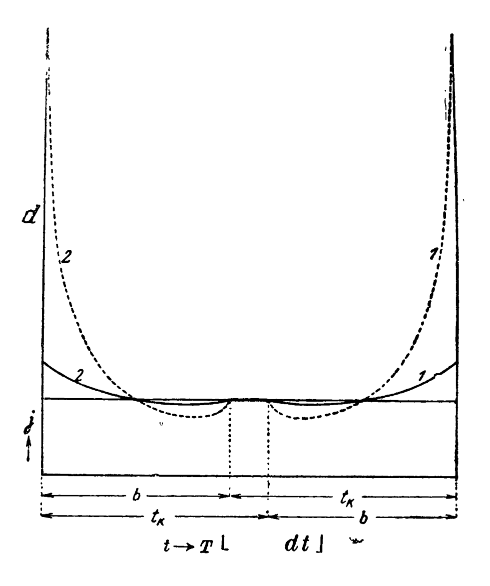
Когда ток короткого замыкания изменяется не прямолинейно, то вообще плотности тока различны в обеих частях поверхности щетки, перекрывающих пластины *1* и *2*, и они изменяются на протяжении периода короткого замыкания. Под влиянием сопротивления цепи катушки R плотность тока под набегающими и под сбегающими краями щетки может сильно возрасти. Согласно уравн. (569a и b) имеем для кривой тока короткого замыкания по уравн. (573)

$$\lim_{\frac{t}{T}\to 1} j_1 = \lim_{\frac{t}{T}\to 0} j_2 = j_0\left(1+\frac{R}{2r}\right). \qquad (574)$$

На фиг. 337c плотность тока под щеткой представлена для трех токов короткого замыкания, изображенных на фиг. 337b. Кривые, обозначенные через *1*, относятся к сбегающей поверхности щетки, покрывающей пластину *1* (фиг. 334), кривые, обозначенные через *2*, — к набегающей поверхности щетки, покрывающей пластину *2*.

Рассматривая плотность тока в той части поверхности щетки, которая во время движения коллектора покрывает одну пластину,

мы видим, что эта плотность тока изменяется по кривой 2 на фиг. 337c начиная от момента, когда коллекторная пластина входит под щетку (пластина 2 на фиг. 334a), и кончая тем моментом, когда коллекторная пластина совершенно покрывает щетку (фиг. 334c). Затем плотность тока остается неизменной во время перемещения на $t_K - b$ (t_K = коллекторное деление) (ср. фиг. 334c) и, наконец, изменяется по кривой 1 на фиг. 337c, пока пластина не покидает щетки. Плотности тока под той частью поверхности щетки, которая покрывает



Фиг. 337 a—d. Влияние сопротивления цепи катушки [уравн. (573a)].

a — к уравн. (573). *b* — токи короткого замыкания при $\frac{R}{r} = 0$ (тонкая кривая), при $\frac{R}{r} = 1$ (более толстая), и при $\frac{R}{r} = 10$ (пунктирная). *c*—плотности тока для сбегающей (*1*) и набегающей (*2*) частей щетки. *d*—плотности тока под тою частью поверхности щетки, которая покрывает одну пластину в функции от положения средней линии пластины.

рассматриваемую коллекторную пластину, изображаются, таким образом, на фиг. 337d в функции положения середины пластины, для токов короткого замыкания, представленных на фиг. 337b.

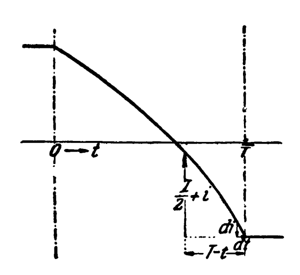
2. Коммутация с учетом индуктируемых ЭДС.

Индуктивность якорной катушки выражается в том, что она стремится воспрепятствовать тому изменению тока, которое получилось бы при коммутации сопротивлением, иными словами, коммутация замедляется (ср. фиг. 336 и 338). Под влиянием индуктивности катушки уменьшается плотность тока под той частью

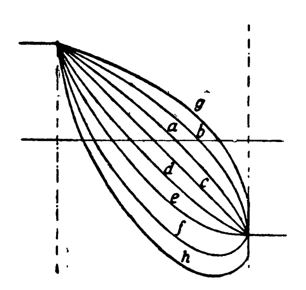
щетки, которая покрывает набегающую коллекторную пластину, и увеличивается под той ее частью, которая покрывает сбегающую пластину. В момент $t = T$ плотность тока под сбегающей пластиной пропорциональна $\frac{di}{dt}$ (ср. фиг. 338) и этой же величине пропорциональна и ЭДС самоиндукции.

Кроме ЭДС самоиндукции, в короткозамкнутой якорной катушке возникает еще ЭДС, которую индуктируют поля токов других частей якорной обмотки и обмоток полюсов.

При составлении диференциального уравнения коммутации мы допустим, что эта ЭДС является чистою ЭДС движения. Это не требует обоснования в отношении той ее доли, которая обусловлена



Фиг. 338. Плотность тока в конце периода коммутации. К уравн. (576 а).



Фиг. 339. Различные кривые тока короткого замыкания.

полями токов в обмотках полюсов, если только якорь не имеет впадин. С какими ограничениями это допущение правильно и для поля токов в якорной обмотке, — это мы исследуем в § 6.

а) Диференциальное уравнение коммутации. Найдем напряжение обхода по контуру короткозамкнутой якорной катушки и приравняем его индуктируемой в катушке ЭДС, которая равна, если ширина щетки не превышает коллекторного деления, сумме ЭДС самоиндукции $-L\frac{di}{dt}$ короткозамкнутой катушки и ЭДС движения e:

$$r_1 i_1 + R_v i_1 + R_s i - R_v i_2 - r_2 i_2 = -L\frac{di}{dt} + e. \tag{575}$$

Приняв в соображение уравн. (566а и b), (567а и b) и (573а), мы получаем

$$\frac{rT}{T-t}\left(\frac{I}{2}+i\right) + Ri - \frac{rT}{t}\left(\frac{I}{2}-i\right) = -L\frac{di}{dt} + e. \tag{576}$$

Искрение щеток зависит преимущественно от напряжения, действующего в момент $t = T$ между сбегающей коллекторной пластиной и краем щетки. Тогда $i = -\frac{I}{2}$, и получается

$$\lim_{t \to T} \frac{\frac{I}{2}+i}{T-t} = -\frac{di}{dt} \tag{576a}$$

(ср. фиг. 338). Если еще обозначить через e_T ЭДС движения в момент $t = T$, то уравн. (576) к концу коммутации переходит в

$$-rT\frac{di}{dt} - R\frac{I}{2} - rI = -L\frac{di}{dt} + e_T, \tag{576b}$$

и ЭДС самоиндукции получается равной

$$\lim_{t \to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right] = \frac{e_T + (2r+R)\frac{I}{2}}{T\frac{r}{L} - 1}. \tag{577}$$

Покажем, что числитель в правой части этого уравнения должен иметь тот же знак, что и ЭДС самоиндукции $-L\frac{di}{dt}$. Пусть на фиг. 339 кривая a изображает ток короткого замыкания i для того случая, когда ЭДС движения равна нулю. Если ЭДС движения положительна, то она поддерживает ЭДС самоиндукции [ср. уравн. (575)], т. е. еще больше замедляет коммутацию (кривая b); $\lim\limits_{t\to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right]$ возрастает, не меняя знака. Если ЭДС движения отрицательна, то она действует против ЭДС самоиндукции, иными словами ускоряет коммутацию (кривые c—f). Покуда $e_T > -(2r+R)\frac{I}{2}$, знак ЭДС самоиндукции $\lim\limits_{t\to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right]$ не меняется (ср. кривые c, d и e на фиг. 339). При $e_T = -(2r+R)\frac{I}{2}$ $\lim\left[-L\frac{di}{dt}\right] = \mathrm{tg}\,\alpha_1 = 0$ (ср. фиг. 336) и ток i плавно переходит в ток одной ветви $-\frac{I}{2}$ (кривая e на фиг. 339); следовательно, ЭДС самоиндукции одновременно с числителем в правой части уравн. (577) обращается в нуль. Если $e_T < -(2r+R)\frac{I}{2}$, то коммутация настолько ускоряется (кривая f на фиг. 339), что ЭДС $\lim\limits_{t\to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right]$ становится отрицательной; следовательно, она одновременно с числителем в правой части уравн. (577) меняет свой знак. Таким образом, $\lim\limits_{t\to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right]$ должна иметь всегда тот же знак, что и числитель в правой части уравнения. Это, следовательно, может быть справедливо в том лишь случае, если

$$T\frac{r}{L} \geqslant 1. \tag{577a}$$

При $T\frac{r}{L} = 1$ ЭДС самоиндукции, согласно уравн. (577), становится бесконечной. При еще меньшем значении $T\frac{r}{L}$ ЭДС движения уже не может влиять на ток короткого замыкания так, чтобы он к моменту $t = T$ плавно перешел в ток одной ветви, как это предполагает уравн. (577). Он должен быть тогда при разрыве цепи короткого замыкания принудительно доведен до силы тока одной ветви (на фиг. 339 кривая g при положительном значении e,

кривая h при отрицательном значение e), так что и при $T\frac{r}{L}<1$ ЭДС самоиндукции должна стать бесконечной при размыкании цепи короткого замыкания. Следовательно, чтобы значения ЭДС самоиндукции к концу коммутации оставалось конечным и чтобы вообще возможна была безискровая коммутация, необходимо соблюдение условия

$$T\frac{r}{L}>1. \tag{578}$$

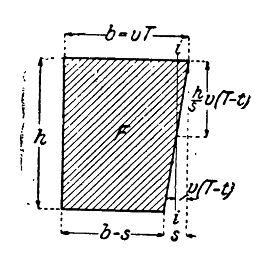
Мы предположили для упрощения вывода, что ширина щетки не превышает коллекторного деления; можно доказать, что мы пришли бы к тому же выводу, допустив какую угодно ширину щетки [Л175]. В уравн. (578) L выражает тогда результирующую индуктивность, включая взаимоиндуктивность одновременно замкнутых накоротко якорных катушек и контуров вихревых токов. Чтобы об этом напомнить читателю, мы будем в дальнейшем брать в кавычки слово самоиндукция.

b) Условие $T\frac{r}{L}>1$. Правильность условия (578), как будто необходимого для безискровой работы, оживленно дискутировалась с того времени, как оно было формулировано [1898 г., Л173 и 174]. Разумеется, плотность тока и ЭДС „самоиндукции" $-L\frac{di}{dt}$ никак не могут стать бесконечными; ибо, прежде чем это произойдет, сбегающий край щетки, незадолго до окончания коммутации, раскалится от высокой плотности тока и сгорит. Возникающее при этом искрение должно уменьшить скорость изменения тока короткого замыкания, так что плотность тока и ЭДС самоиндукции должны остаться конечными. Поэтому теоретический случай бесконечно большой плотности тока и бесконечной ЭДС самоиндукции практически означает накал краев щеток и искрение на щетках, так что его необходимо при всех обстоятельствах избегнуть. Однако, при этом надо иметь в виду, что вследствие большой скорости изменения тока короткого замыкания, возникающей незадолго до окончания коммутации при несоблюдении условия (578), значительная часть магнитного поля, возбуждаемого током короткого замыкания, гасится вихревыми токами в металлических частях машины, так что по мере увеличения $\left|\frac{di}{dt}\right|$ убывает и активная индуктивность L, вследствие чего опасность для машины также предотвращается. Но если даже считаться с этим, все же основательны сомнения относительно того, насколько условие (578) правильно в общей форме, ибо существуют машины, которые работают совершенно без искрения, хотя у них отношение $T\frac{r}{L}$ имеет величину порядка 0,1, когда мы в него подставляем L для частоты коммутации $\frac{1}{2T}$ (около 300 Hz).

Правильность условия (578) пытались опровергнуть тем, что переходное сопротивление r, считаемое постоянною величиною в диференциальном уравнении, существенно зависит от плотности

тока. С другой же стороны, указано было [Л176, стр. 288], что, если считаться с изменяемостью переходного сопротивления щеток, ЭДС „самоиндукции“ теоретически должна была бы становиться бесконечной при еще гораздо меньших значениях L, чем того требует уравн. (578).

Мы попытаемся объяснить это противоречие между теорией и практикой другим допущением, которое мы сделали при нашем анализе коммутации и при составлении диференциального уравнения. Мы молча предположили, что сбегающий край щетки и край коллекторной пластины, покидающий щетку в момент $t = T$, математически совершенно параллельны друг другу. Разумеется, этого никогда не бывает. Край щетки всегда несколько наклонен относительно края коллекторной пластины, так что отдельные частицы по краю щетки покидают сбегающую коллекторную пластину раньше, чем другие. К тому же щетка никогда не лежит всею своею поверхностью на коллекторе, и не все частицы вблизи сбегающего края щетки прижаты к коллекторной пластине с одинаковым давлением. Посмотрим, какое влияние имеет незначительный наклон края щетки относительно края коллекторной пластины.



Фиг. 340. К уравн. (579)—(581).

Представим себе, что щетка, первоначально имевшая прямоугольное сечение, скошена по сбегающему краю, так что поверхность ее прилегания к коллектору изображается заштрихованной на фиг. 340 площадью, причем s мало по сравнению с b. Рассмотрим момент, непосредственно предшествующий окончанию коммутации, когда изолирующая прокладка $i — i$ между обеими коллекторными пластинами *1* и *2* (ср. фиг. 334) рассекает наклоненный относительно нее край щетки. Обозначим через F общую поверхность контакта щетки. Тогда щетка прилегает к коллекторной пластине *1* поверхностью

$$F_1 = \frac{1}{2}\frac{h}{s}v^2(T-t)^2 = \frac{hb^2}{2s}\left(1-\frac{t}{T}\right)^2 \approx \frac{b}{2s}\left(1-\frac{t}{T}\right)^2 F \qquad (579a)$$

и к коллекторной пластине *2* поверхностью

$$F_2 \approx F \qquad (579b)$$

(ср. фиг. 340). В диференциальном уравнении (575) сопротивления r_1 и r_2 непосредственно перед окончанием коммутации приобретают тогда значения

$$r_1 = r\frac{2s}{b\left(1-\frac{t}{T}\right)^2} \quad \text{и} \quad r_2 = r, \qquad (579c \text{ и } d)$$

и мы получаем

$$r\frac{2s}{b\left(1-\frac{t}{T}\right)^2}\left(\frac{I}{2}+i\right) + Ri - r\left(\frac{I}{2}-i\right) = -L\frac{di}{dt} + e. \qquad (580)$$

Но в

$$r \frac{2s}{b\left(1-\frac{t}{T}\right)^2}\left(\frac{I}{2}+i\right) = \frac{2rsT}{b\left(1-\frac{t}{T}\right)^2} \frac{\frac{I}{2}+i}{T-t}$$

$$\lim_{\substack{t\to T\\ i\to -\frac{I}{2}}} \frac{\frac{I}{2}+i}{T-t} = -\frac{di}{dt} \quad \text{и} \quad \lim_{t\to T} \frac{2rsT}{b\left(1-\frac{t}{T}\right)^2} = \infty \quad \text{(581a и b)}$$

Отсюда получается

$$\lim_{t\to T}\left[-L\frac{di}{dt}\right] = \frac{e_T + (2r+R)\frac{I}{2}}{\infty} = 0. \qquad (581)$$

Следовательно ЭДС самоиндукции, при наклонно расположенном крае щетки, к концу коммутации всегда становится равной нулю, как бы ни было мало значение $T\frac{r}{L}$. Этот вывод показывает нам, какое большое влияние оказывает на ЭДС самоиндукции состояние поверхности прилегания щетки к сбегающей колекторной пластине. Мы видим, что практически всегда существующие неравномерности на поверхности контакта между щеткой и сбегающей коллекторной пластиной благоприятствуют безискровой коммутации. Условие $T\frac{r}{L} > 1$ поэтому не может быть практически соблюдено, и мы можем только сказать, что опасаться искрения щеток приходится в тем меньшей мере, чем больше $T\frac{r}{L}$. Это вполне согласуется также с опытом. Чем длиннее период коммутации T и чем меньше постоянная времени $\frac{L}{r}$, тем совершеннее удается, при равенстве прочих условий, устранить искрение на щетках.

3. Ширина щетки и обмотка.

а) Плотность тока при более широких щетках. Кривая напряжения на щетках. В §§ 1 и 2, при определении плотности тока на поверхности контакта щетки, мы предположили, что ширина щетки равна коллекторному делению или меньше его. При более широких щетках распределение плотности тока в отдельных частях поверхности щетки, лежащих на различных коллекторных, пластинах показано на фиг. 341а. Для части поверхности щетки, лежащей на n-ой пластине, плотность тока равна

$$j_n = j_0 \operatorname{tg} \alpha_n, \qquad (582)$$

где

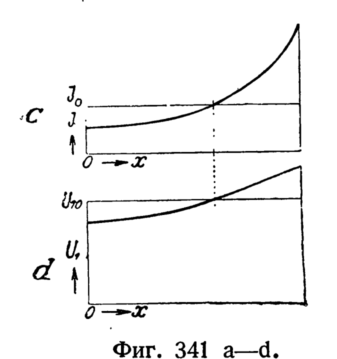
$$j_0 = \frac{I}{F}$$

и

$$\operatorname{tg} \alpha_n = \frac{i_n}{I}\frac{b}{b_n}, \qquad (582a)$$

как это непосредственно явствует из надписей на чертеже. При представленном на фиг. 341a изменении тока короткого замыкания плотность тока j в той части поверхности щетки, которая во время коммутации покрывает одну пластину, изображена на фиг. 341b в функции положения средней линии этой пластины.





Фиг. 341 a—d.

a — определение плотности тока на поверхности контакта щетки, [ср. уравн. (582 и 582a)]; b — плотность тока в части поверхности щетки, перекрывающей одну коллекторную пластину, в функции от положения средней линии пластин; c — эффективное значение плотности тока вдоль ширины щетки; d — кривая напряжения под щеткой.

Напряжение между точкой щетки вблизи поверхности контакта и противолежащей точкой на коллекторе определяется, согласно сказанному в главе IIK (стр. 238), эффективным значением J плотности тока j в этом месте щетки. Мы получаем для некоторой точки x щетки ($0 \leqslant x \leqslant b$, ср. фиг. 341b)

$$J = \sqrt{\frac{1}{t_K} \int\limits_{x - \frac{t_K}{2}}^{x + \frac{t_K}{2}} j^2 dx} . \qquad (583)$$

Это эффективное значение отложено на фиг. 341c в функции ширины щетки.

Взяв из кривой, изображающей переходное напряжение в функции эффективной плотности тока (фиг. 217), соответственные переходные напряжения и отложив их вдоль ширины щетки, мы получаем „кривую напряжения щетки“. Эта кривая, к которой мы еще вернемся в § E4b, может быть построена с помощью простых измерений. На фиг. 341d представлена кривая напряжения щетки U_1 вдоль ширины щетки, причем, в виде примера, в основу построения положена кривая переходного напряжения двух последовательно соединенных щеток, сорта QS_2 на фиг. 219, и для переходного напряжения (U_1) одной щетки взято среднее значение $\frac{U_b}{2}$ падения напряжения на обеих щетках (влиянием направления тока пренебрегаем). U_{10} означает переходное напряжение (для одной щетки) при плотности тока, равномерно распределенной по поверхности контакта щетки ($j = j_0 = J_0$). J_0 принято равным 4,5A/cm², т. е. согласно фиг. 219 $U_{10} = \frac{1,76}{2} = 0,88$V.

Найдя произведение $U_1 J$ кривых фиг. 341d и c, мы получаем отнесенные к единице поверхности контакта щетки джоулевы потери вдоль ширины щетки. К этим потерям для различных случаев мы вернемся в § 4 (фиг. 347d). Взятое вдоль ширины щетки среднее значение $U_1 J$ [ср. уравн. (588)], будучи умножено на поверхность контакта щетки, дает нам джоулевы потери в нем.

b) Влияние обмотки и толщины изолирующей прокладки на период короткого замыкания. До сих пор мы при наших исследованиях коммутации всегда предполагали наличие одноходовой (однократной) кольцевой или петлевой обмотки, а также считали бесконечно тонкой изолирующую прокладку между коллекторными пластинами.

При m-ходовой (m-кратной) петлевой обмотке период коммутации сокращается в отношении $[b-(m-1)t_K]: b$, потому что между коллекторными пластинами, к которым присоединены концы одной катушки, лежат еще $m-1$ коллекторных пластин (см. фиг. 342, где $m=2$). Так же, как увеличение числа ходов, действует, очевидно, и уширение изолирующей прокладки между коллекторными пластинами, которую мы до сих пор считали безконечно тонкой. Если γ означает толщину изолирующей прокладки, то период коммутации сокращается в отношении $(b-\gamma): b$. Поэтому рассуждения в §§ 1 и 2 непосредственно сохраняют силу для m-ходовой петлевой обмотки с изолирующими прокладками толщиною γ, если вместо действительной ширины щеток b подставить теоретическую ширину

$$b_j = b - \gamma - (m-1)\,t_K, \tag{584}$$

причем обычно без большой ошибки можно считать $\gamma = 0$.

Если при волновой обмотке установлены все $2p$ групп щеток (к одной группе щеток принадлежат щетки, расположенные рядом в осевом направлении), как это обычно и бывает, то отдельные катушки замыкаются накоротко через смежные одноименные щетки, которые всегда соединены между собою внешними проводами очень малого сопротивления (фиг. 343). Тогда период короткого замыкания по сравнению со случаем одноходовой петлевой обмотки с бесконечно тонкими изолирующими прокладками изменяется в отношении $\left[b+\left(1-\frac{a}{p}\right)t_K\right]: b$ и учитывая толщину γ изолирующей прокладки, необходимо тогда подставить вместо действительной ширины b щетки теоретическую ширину

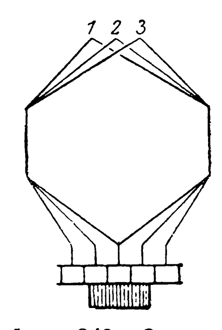
$$\underline{b_j = b - \gamma + \left(1-\frac{a}{p}\right)t_K.} \tag{585}$$

Это уравнение справедливо и для m-ходовой петлевой обмотки, так как у нее $m=\frac{a}{p}$. Надо, однако, заметить, что при многоходовой петлевой обмотке период короткого замыкания по сравнению с одноходовой петлевой обмоткой всегда сокращается $\left(m = \frac{a}{p} > 1\right)$, при волновой же обмотке обычно удлиняется, так как у практически применяемых волновых обмоток $\frac{a}{p} < 1$.

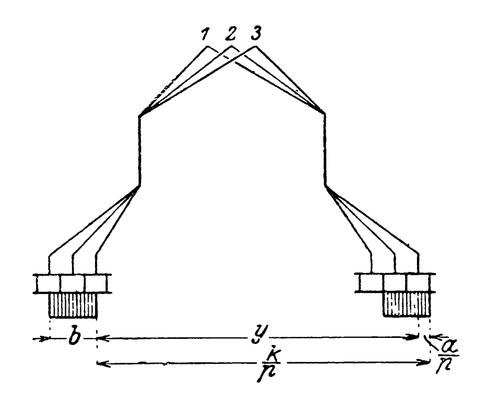
Когда при волновой обмотке на коллекторе расположены **только две группы щеток** (одна положительная и одна отрицательная), то период короткого замыкания одного обхода m-ходовой волновой обмотки, состоящего из p последовательно соединенных катушек, таков же, как у одной катушки m-ходовой петлевой обмотки. ЭДС, индуктируемая в одной из якорных катушек короткозамкнутого обхода $m = a$-ходовой волновой обмотки, вычисляется совершенно так же, как у одноходовой петлевой обмотки, если вместо действительной ширины щетки b подставить ширину



$$b_j = b - \gamma - (a-1)\,t_K \qquad (586)$$



Фиг. 342. Определение теоретической ширины щетки. Двукратная (двухходовая) петлевая обмотка.

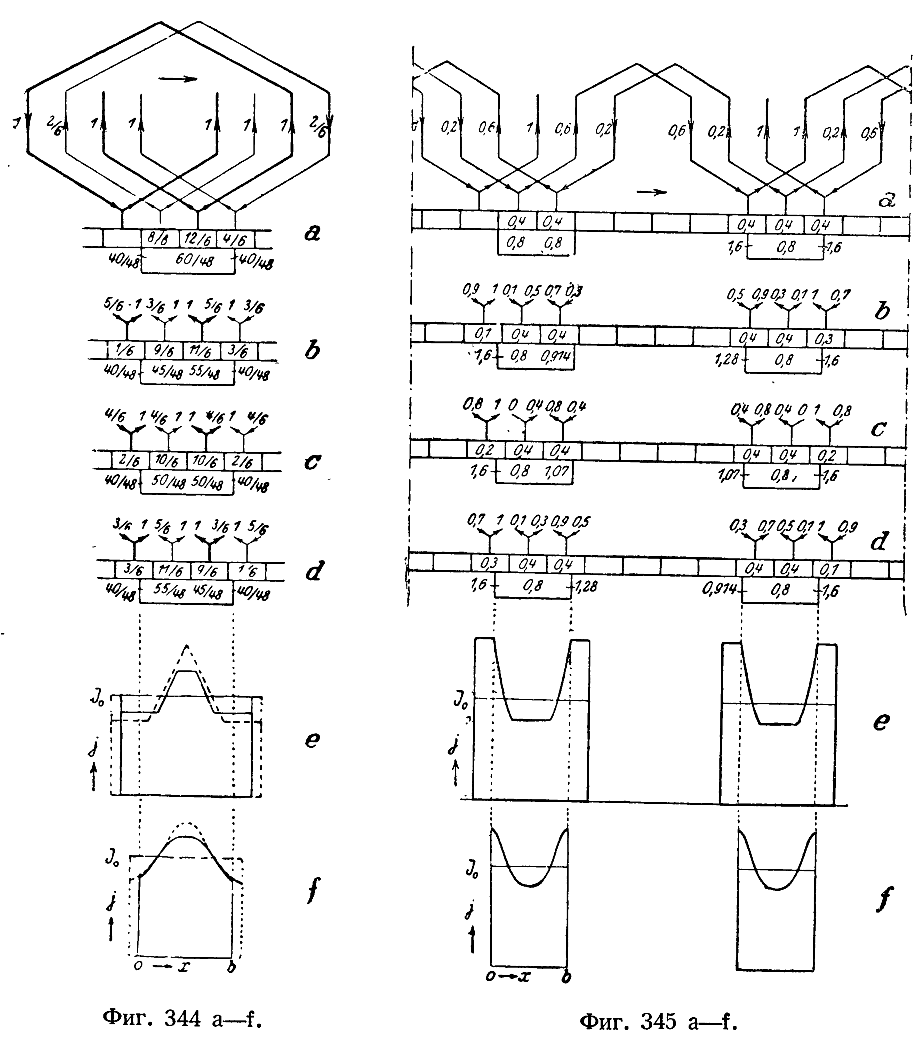


Фиг. 343. Определение теоретической ширины щетки. Волновая обмотка.

c) Многоходовая обмотка и волновая обмотка при прямолинейной коммутации. При многоходовых обмотках и одноходовых волновых обмотках, когда имеется больше одной группы щеток одной и той же полярности, плотность тока под щеткой уже не распределена равномерно даже при прямолинейной коммутации.

На фиг. 344a вычерчена отдельно часть двухходовой **петлевой обмотки**; оба хода различаются толщиной линий. В виде примера ширина щетки принята равною $b = 2{,}5\,t_K$. Здесь мы имеем по уравн. (584) $b_j = b - (m-1)\,t_K = 1{,}5t_K$, если считать толщину изолирующих прокладок $\gamma = 0$. В катушке, замыкаемой в данный момент накоротко, ток, при перемещении на $1{,}5t_K$, переходит от значения $\frac{I}{2a}$ к значению $-\frac{I}{2a}$. При прямолинейной коммутации получаются тогда в якорной обмотке надписанные на чертеже токи, в единицах тока одной ветви. Проходящие по коллекторным пластинам токи надписаны на пластинах, а под ними указаны плотности тока j в единицах плотности тока J_0, получающейся при равномерном распределении тока по всей поверхности контакта щетки. На фиг. 344b — d изображены соответственные токи и плотности тока для тех моментов времени, которые соответствуют перемещению коллектора всякий раз на $^1/_8$ коллекторного деления. Если проследить за плотностью тока в той части поверхности контакта щетки, которую во время коммутации всякий раз покрывает

одна коллекторная пластина, то получается изображенная на фиг. 344e сплошными линиями плотность тока j в функции положения средней линии коллекторной пластины. Пунктирная кривая относится к ширине щетки $b = 3t_K$. На фиг. 344f представлены



Фиг. 344 a—f.

a — d — распределение тока и плотность тока у щетки при двухкратной (двухходовой) петлевой обмотке; e — плотность тока в части щетки, которая перекрывает одну пластину в функции от положения середины пластины; f—эффективная плотность тока вдоль ширины щетки.

Фиг. 345 a—f.

a — d — распределение тока и плотность тока при простой (одноходовой) волновой обмотке; e — плотность тока в части щетки, перекрывающей одну пластину, в функции от положения середины пластины; f—эффективная плотность тока вдоль ширины щетки.

эффективные значения плотности тока под щеткой [ср. уравн. (583)]. Таким образом, при многоходовой обмотке и прямолинейной коммутации и плотность тока уже не одинакова по всей поверхности етки; она по середине щетки больше, чем на ее краях.

На фиг. 345a показана часть четырехполюсной одноходовой волновой обмотки с двумя группами щеток одинаковой полярности. В виде примера ширина щетки принята равною двойному коллекторному делению. Как и на фиг. 344, токи и плотности тока изображены на фиг. 345a — d при прямолинейной коммутации и различных положениях коллектора относительно щеток. Отсюда мы получаем построенные на фиг. 345e кривые плотности тока в функции положения средней линии одной коллекторной пластины, а на фиг. 345f — эффективные значення плотности тока вдоль щетки. Мы видим, что при волновой обмотке, когда имеется больше одной группы щеток одинаковой полярности, плотность тока при прямолинейной коммутации понижается по середине щетки, а на ее краях увеличивается. Этим отчасти объясняется менее благоприятная работа волновой обмотки по сравнению с петлевой.

При многоходовых обмотках и при волновых обмотках, когда имеется больше одной группы щеток одинаковой полярности, мы получаем, следовательно, и при прямолинейной коммутации неравномерную плотность тока на поверхности контакта щетки. Максимальные значения эффективной плотности тока остаются, однако, в таких пределах, что искрения щеток не приходится опасаться при прямолинейной коммутации. В кривой напряжения щетки (ср. § 3a) неравномерное распределение плотности тока проявляется в слабой степени.

d) Ширина зоны коммутации. Зону, которую описывает средняя линия прореза одной впадины на окружности якоря на протяжении того времени, когда катушечные стороны этой впадины замкнуты щетками накоротко, мы будем называть зоной коммутации. Только при одноходовых петлевых диаметральных обмотках, у которых число коллекторных пластин равняется числу впадин ($u = 1$), ширина зоны коммутации равна приведенной к окружности якоря ширине щетки; во всех остальных случаях она гораздо больше. При обмотках, у которых ширина катушки не равна полюсному делению, замкнутые накоротко смежными щетками катушечные стороны нижнего и верхнего слоя не всегда лежат во впадине прямо друг над другом, а смещены между собою по окружности якоря на величину отклонения ширины катушки от полюсного деления. Результирующая ширина зоны коммутации, т. е. расстояние между внешними границами зон коммутации нижнего и верхнего слоя, в этом случае больше, чем ширина зоны коммутации таких катушечных сторон, которые всегда замыкаются накоротко только одной щеткой.

Так как ширина зоны коммутации имеет большое значение и так как нам придется возвращаться к ней в следующих параграфах, то приведем здесь формулу для вычисления результирующей ширины зоны коммутации b_{WZ} для любой обмотки, вывод которой приведен в книге „Якорные обмотки“ [Л 28, § 16].

$$b_{WZ} = b + \left(1 + \delta - \frac{a}{up}\right)t = b + \left[u(1+\delta) - \frac{a}{p}\right]t_K. \qquad (587)$$

Здесь b означает приведенную к окружности якоря ширину щетки, т. е. действительную ширину щетки, увеличенную в отно-

шении диаметра якоря к диаметру коллектора, t — зубцовое деление, t_K — приведенное к окружности якоря коллекторное деление, a — половину числа параллельных якорных ветвей, u — число лежащих во впадине рядом катушечных сторон $\left(u = \frac{k}{N}\right)$ и p — число пар полюсов. Значение δ, которое надо всегда подставлять с положительным знаком, равняется

$$\delta = \left| \frac{N}{2p} - \frac{y_1}{u} \right|, \tag{587a}$$

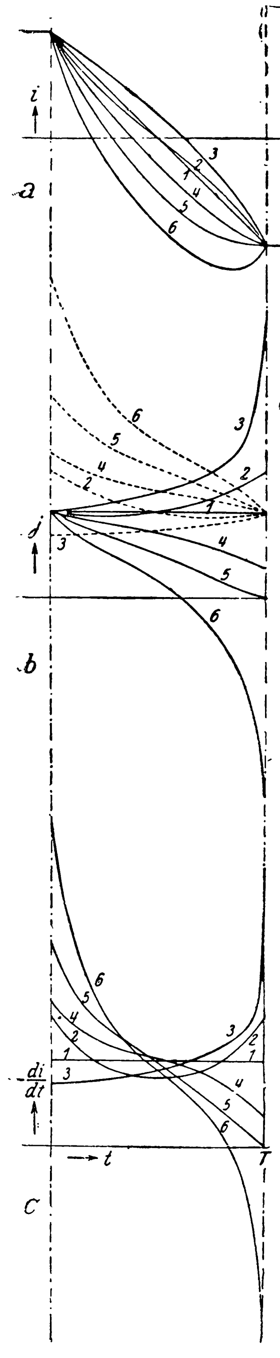
где N означает число впадин, а y_1 — шаг обмотки, измеряемый числом катушечных сторон, лежащих рядом на окружности якоря, и определяющий собой ширину катушки. Для ступенчатых обмоток $\frac{y_1}{u}$ есть число дробное; для диаметральных обмоток $\delta = 0$.

4. Сводка результатов.

Мы нашли в § 1а, что ток якорной катушки на протяжении периода короткого замыкания изменяется прямолинейно (кривая *1* на фиг. 346а), если в якорной катушке не индуктируются ЭДС $\left(-\frac{Ldi}{dt} + e = 0\right)$ и если сопротивление якорной катушки и ее петушков равняется нулю. В этом случае, при одноходовой петлевой обмотке, ток на поверхности контакта щеток распределен равномерно (фиг. 346b) и $-\frac{di}{dt}$ не изменяется (фиг. 346с). Сопротивление цепи катушки $R = R_s + 2R_v$ является причиной ускорения коммутации на протяжении первой половины периода и замедления ее на протяжении второй половины (кривая *2* на фиг. 346а). У машин с угольными щетками кривая изменения тока короткого замыкания весьма мало отклоняется от прямой линии, если только, как это подчас практикуется в машинах переменного тока, сопротивление петушков не повышено искусственно. Плотность тока под сбегающей и под набегающей (пунктир) пластиной представлена на фиг. 346b, $-\frac{di}{dt}$ — на фиг. 346с, причем предположено, что ширина щетки не превышает коллекторного деления. К концу коммутации плотность тока под сбегающей пластиной по величине всегда равняется $\frac{di}{dt}$.

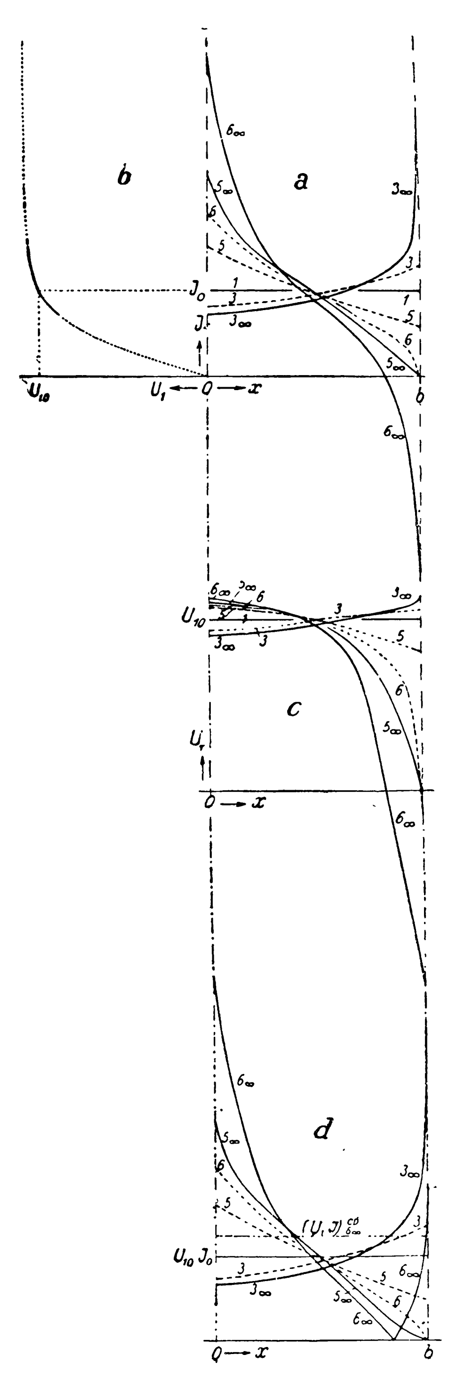
Следствием наличия индуктивности короткозамкнутой якорной катушки является то, что кривая изменения тока короткого замыкания отстает от прямой линии (кривая *3* на фиг. 346а), и притом в тем большей мере, чем меньше $T\frac{r}{L}$. Плотность тока увеличивается под сбегающей коллекторной пластиной (сплошная кривая на фиг. 346b) и в соответственной мере уменьшается под набегающей пластиной (пунктирная кривая). Величина $-\frac{di}{dt}$ все время возрастает (кривая *3* на фиг. 346с).

Если нормальная составляющая индукции на окружности якоря не равна нулю в зоне коммутации, то в катушке еще индуктируется



Фиг. 346 а—с.

а — различные кривые тока короткого замыкания; b — плотность тока для сбегающей (——) и для набегающей (. . .) частей щетки, когда $b \leqslant t_K$; c — $\frac{di}{dt}$ для кривых на фиг. 346 а.



Фиг. 347 a—d.

a — эффективное значение плотности тока для одинаково обозначенных кривых на фиг. 346а; — $\frac{b}{t_K} = \infty, \ldots \frac{b}{t_K} = 1$; b — эффективное переходное напряжение U_1 под щеткой в функции от эффективной плотности тока; c — кривые напряжения под щеткой, найденные из a и b; d — удельные джоулевы потери вдоль ширины щетки.

ЭДС движения. Когда эта ЭДС действует в том же направлении, что и ЭДС „самоиндукции“ (включая взаимоиндуктивность остальных короткозамкнутых якорных катушек и контуров вихревых токов), то коммутация еще больше замедляется; если же она действует против ЭДС самоиндукции, то коммутация ускоряется. Когда ЭДС самоиндукции точно уравновешивает ЭДС движения, то получается чистая коммутация сопротивлением. Тогда ток короткого замыкания у машин без искусственно повышенного сопротивления петушков изменяется практически по прямой линии (кривая *1* на фиг. 346а). Когда ЭДС движения больше ЭДС самоиндукции, то, смотря по величине ЭДС движения, получаются примерно представленные на фиг. 346а токи короткого замыкания *4—6*. При токе короткого замыкания *5* ЭДС движения имеет как раз такую величину, что ток короткого замыкания тангенциально ($\alpha_1 = 0$, ср. фиг. 336) переходит в ток одной ветви — $\frac{I}{2a}$. Тогда плотность тока под сбегающим краем щетки, как равно и ЭДС самоиндукции, равна нулю при размыкании цепи короткого замыкания; под набегающей же коллекторной пластиной плотность тока увеличивается (фиг. 346b). При кривой *6* ЭДС движения преобладает в такой мере, что ток короткого замыкания во время коммутации поднимается выше того тока одной якорной ветви, который проходит по катушке по окончании коммутации. К концу периода короткого замыкания плотность тока меняет тогда свой знак под сбегающей коллекторной пластиной (кривая *6* на фиг. 346b).

Коммутацию по кривой *3* называют замедленной, коммутацию по кривым *4—6* — ускоренной коммутацией. Кривые *1* и *2* изображают чистую коммутацию сопротивлением. При кривой *2* коммутация на протяжении первой половины своего периода ускорена, на протяжении второй — замедлена. Если ток в короткозамкнутой якорной катушке становится больше тока, проходившего по ней перед коммутацией, то получается неполная коммутация; если же, как на кривой *6*, он становится больше тока одной ветви, проходящего по катушке после коммутации, то получается „избыточная“ коммутация.

Представленными на фиг. 346а кривыми, предполагающими приблизительно неизменную индуктивность и неизменную ЭДС движения во время периода коммутации, еще не исчерпаны возможные формы кривых короткого замыкания. Так, например, может случиться, что в начале преобладает ЭДС движения, а затем ЭДС самоиндукции, или наоборот; в первом случае получается изменение тока короткого замыкания, сходное с кривою *2* на фиг. 346а. ЭДС, результирующая из ЭДС движения и ЭДС самоиндукции, может также несколько раз менять свой знак на протяжении периода коммутации, как это обычно и бывает у машин с дополнительными полюсами.

На фиг. 347а представлены для кривых короткого замыкания *1*, *3*, *5* и *6* фиг. 346а эффективные значения плотности тока вдоль ширины щетки при одноходовой петлевой обмотке (ср. § 3а). Пунктирные кривые относятся к тому случаю, когда коллекторное деление равняется ширине щетки, сплошные — к бесконечно малому

коллекторному делению. Последняя кривая пропорциональна $\frac{di}{dt}$ (ср. фиг. 346с), так что ее интегральная кривая указывает изменение тока короткого замыкания [Л 90, стр. 325]. По этим кривым эффективной плотности тока вдоль ширины щетки построены, согласно сказанному в § 3а, кривые напряжения щетки на фиг 347с. При этом положена в основу представленная на фиг. 347b кривая переходного напряжения U_1 в функции эффективной плотности тока. В сплошной своей части эта кривая совпадает с кривою половинного переходного напряжения двух последовательно соединенных углей LFC_{3b} (фиг. 219), а в пунктирных она построена на глаз. Мы задались эффективной плотностью тока $J_0 = 8$ A/cm² при равномерном распределении ее по поверхности контакта щетки, так что $U_{10} =$ 0,81 V. По кривым напряжения щетки можно судить о приблизительном виде кривой изменения тока короткого замыкания. Но при этом надо иметь в виду, что в кривых напряжения щетки характерное изменение тока короткого замыкания, проявляется в тем меньшей степени, чем меньше отношение $\beta = \frac{b}{t_K}$ (ср. сплошные кривые с пунктирными на фиг. 347с) и чем меньше переходное напряжение щетки изменяется вместе с плотностью тока.

Наконец, на фиг. 347d отложено произведение U_1J вдоль ширины щетки, изображающее отнесенные к единице поверхности контакта щетки потери на джоулево тепло. Его среднее значение

$$(U_1J)_{cp} = \frac{1}{b}\int_0^b U_1 J dx, \tag{588}$$

будучи умножено на поверхность контакта щетки, дает джоулевы потери для всей щетки. Это среднее значение только при кривой *6* заметно больше, чем произведение $U_{10}J_0$ при равномерно распределенной плотности тока. Поэтому оно отложено только для этой кривой на фиг. 347d; для остальных кривых оно почти совпадает с $U_{10}J_0$.

При многоходовых петлевых обмотках и одноходовых волновых обмотках, когда имеется больше одной группы щеток одинаковой полярности, плотность тока (см. § 3с) распределяется даже при прямолинейной коммутации неравномерно по поверхности контакта щетки. В известной степени, по крайней мере у машин с дополнительными полюсами, мы имеем возможность принудительно создавать определенное изменение кривой тока короткого замыкания посредством возбуждения нормальной составляющей индукции на окружности якоря в зонах коммутации. К какой кривой изменения тока короткого замыкания следует нам при этом стремиться? Очевидно, особенно выгодны те кривые тока, которые расположены между кривыми *1* и *5* на фиг. 346а. По кривой *1* коммутация происходит прямолинейно; ток при одноходовой петлевой обмотке распределен равномерно по поверхности контакта щетки. ЭДС самоиндукции не изменяется на протяжении всего периода коммутации если L не изменяется (кривая *1* на фиг. 346с), и не достигает большего значения даже при размыкании цепи короткого замыкания.

По кривой *5* ЭДС самоиндукции равняется нулю при размыкании цепи короткого замыкания. В этом случае нам приходится всего меньше опасаться искрения на щетках. Зато ток на поверхности контакта щетки распределен неравномерно даже при одноходовых петлевых обмотках; лежащая под набегающей коллекторной пластиной поверхность щетки нагружена сильнее. Незначительное ускорение, особенно к концу коммутации, представляется, следовательно, желательным для безискровой коммутации; но оно не должно быть настолько большим, чтобы плотность тока под щеткой стала слишком неравномерной. Так как вычислять ЭДС особенно просто при прямолинейном изменении тока короткого замыкания, то вычисление обычно основывают на таком именно характере его изменения. Для машин с дополнительными полюсами или для машин без дополнительных полюсов, с передвижением щеток, вычисляют нормальную составляющую индукции, необходимую для создания такой ЭДС движения, которая бы в точности компенсировала ЭДС самоиндукции при прямолинейной коммутации. При этом рекомендуется несколько усилить вычисленную при этом условии нормальную составляющую индукции в зоне коммутации (у машин без дополнительных полюсов передвинуть щетки несколько дальше от середины междуполюсных пространств), чтобы получилась коммутация с некоторым избытком.

В следующих параграфах при вычислении отдельных ЭДС мы будем всегда основываться на прямолинейной коммутации, а в § 11 мы рассмотрим особо влияние добавочного тока короткого замыкания, т. е. разности между действительным и прямолинейно изменяющимся токами короткого замыкания.

5. ЭДС от поля статора.

Вследствие движения якоря в том поле, которое возбуждается одними только токами обмоток статора (индуктора), в якорной катушке индуктируется ЭДС, являющаяся при гладком якоре чистой ЭДС движения. Ее можно вычислить по уравнению

$$e_F = 2svB_F\ l_{Wi}, \tag{589}$$

где s означает число витков якорной катушки, а v — окружную скорость на окружности якоря. При диаметральной катушке B_F означает среднюю нормальную составляющую индукции, отнесенную к теоретической длине якоря l_{Wi}, которою определяется зона коммутации, а при хордовых катушках — соответственное среднее значение между теми двумя местами на окружности якоря, где находятся катушечные стороны. При нагруженном якоре B_F означает фиктивную индукцию, возбуждаемую статорными обмотками, причем основываться следует на магнитных нагрузках железных частей соответствующих действительному (результирующему) полю.

При зубчатом якоре на ЭДС, индуктируемые при гладкой поверхности якоря, с длиною воздушного промежутка, умноженной на коэфициент Картера, еще налагаются высшие гармоники, зависящие от зубцов якоря и быстро убывающие по мере увеличения длины воздушного промежутка. В настоящем параграфе заслуживают внимания только ЭДС в тех якорных катушках, которые нахо-

дятся в зоне коммутации. У машин без дополнительных полюсов обусловленные зубчатым строением якоря высшие гармоники ЭДС невелики, так как длина воздушного промежутка, от которой они зависят, очень велика в пределах зоны коммутации. В других условиях находятся машины с дополнительными полюсами, где в области зоны коммутации против головок зубцов находится полюсный наконечник дополнительного полюса.

Если сперва пренебречь гармониками в ЭДС e_F, обусловленными зубчатым строением якоря, то индукцию B_F, которую надо подставить в уравн. (589), мы можем получить из картины поля, которая должна быть построена на основе полного тока дополнительных полюсов и полного тока компенсационной обмотки, если последняя имеется. При этом мы заменяем зубчатый якорь гладким, цилиндрическая поверхность которого проходит на расстоянии $k_C\delta_W$ от середины наконечника дополнительного полюса, причем k_C означает коэфициент Картера для длины воздушного промежутка δ_W по середине дополнительного полюса между его наконечником и головкой зубца. Магнитное напряжение между наконечником дополнительного полюса и серединой зоны коммутации якоря мы выражаем через

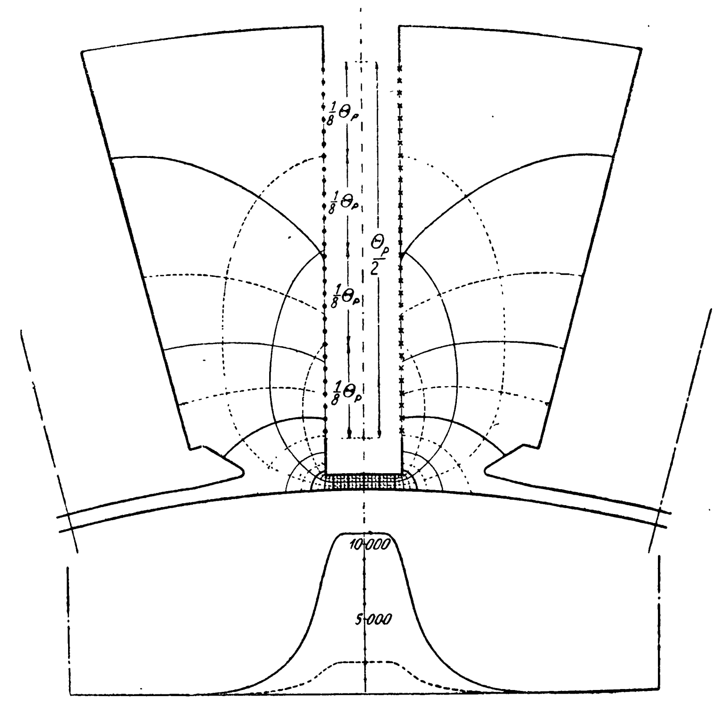
$$U'_{WL} = \frac{\Theta_F}{\Theta_W} U_{WL}, \tag{590}$$

где Θ_F означает полный ток статорных обмоток (обмотки дополнительных полюсов Θ_P и компенсационной обмотки Θ_K), а U_{WL} — магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка под дополнительным полюсом, возникающее нормально в работе при результирующем полном токе Θ_W для пути интегрирования, который проходит через воздушный промежуток вдоль средних линий смежных дополнительных полюсов. По картине поля (ср. фиг. 348) мы определяем нормальную составляющую индукции согласно сказанному в § II G 2 (стр. 172). На фиг. 350b — 352b представлены тонкими линиями найденные по этому способу кривые поля для различных по ширине наконечников дополнительного полюса; если пренебречь гармониками, которые обусловлены зубчатым строением якоря, то на основании этих кривых поля можно вычислять ЭДС e_F по уравн. (589).

В § 46 „Якорных обмоток" [Л 28] мы аналитически проследили за возникновением высших гармоник в ЭДС, индуктируемой при зубчатом якоре, и видели, что их основная частота равна приблизительно Nn, если N означает число впадин и n — число оборотов машины. Здесь мы по иному, несколько более наглядному способу выясним форму ЭДС, индуктируемой в одной якорной катушке, в пределах зоны коммутации.

При этом мы предполагаем, что длина воздушного промежутка вдоль дуги наконечника дополнительного полюса не изменяется, и считаем сперва, что дуга полюсного наконечника кратна зубцовому делению (ср. фиг. 349a—c). Проследим за сцепленным с диаметральной катушкой потоком во время перемещения под наконечником дополнительного полюса средней плоскости впадины, в которой находится одна сторона диаметральной катушки. Часть поля

коммутации, находящаяся вне области полюсного наконечника, при движении якоря изменяется мало. Простоты ради мы будем считать, что она вообще не изменяется. Тогда она не участвует в образовании индуктируемой ЭДС при перемещении катушечной стороны под дополнительным полюсом. На фиг. 349 а—с представлены три различных положения одной стороны якорной катушки



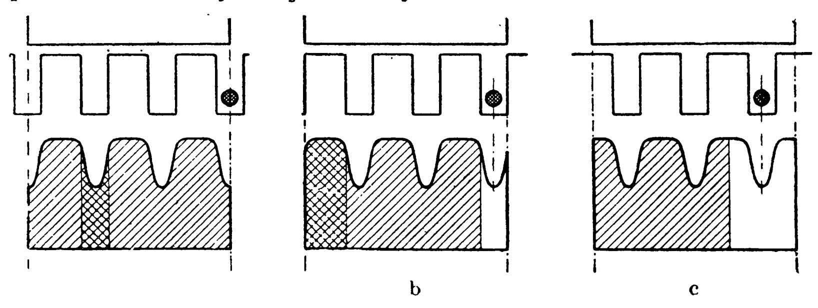
Фиг. 348. Вверху картина поля, создаваемого полным током статора, у машины без компенсационной обмотки ($\Theta_F = \Theta_P$).

Внизу кривые нормальной составляющей фиктивной индукции; пунктирная кривая изображает нормальную составляющую, умноженную на отношение результирующего полного тока цепи дополнительных полюсов Θ_W к полному току статора Θ_F.

относительно наконечника дополнительного полюса. На фиг. 349а средняя плосксть впадины, в которой лежит сторона катушки, находится под правым краем полюсного наконечника. Если не обращать внимания на расширение линий поля у краев полюсного наконечника, то получается, согласно сказанному в § IIG2c, представленное на фиг. 349а распределение индукции на поверхности полюсного наконечника. Сцепленный с якорной катушкой поток дополнительного полюса пропорционален заштрихованной площади.

После перемещения якоря на половину ширины впадины, сцепленный с катушкою поток пропорционален заштрихованной площади на фиг. 349b, а после дальнейшего перемещения на половину ширины головки зубца он пропорционален заштрихованной площади на фиг. 349с. Изменения потока за время перемещения якоря из

положения, представленного на фиг. a, в положение, представленное на фиг. b, из положения фиг. b в положение фиг. c изображены на фиг. 349 a и b площадями, с двойной штриховкой. При неизменной окружной скорости среднее значение индуктируемой ЭДС во время перемещения на половину зубцового деления пропорционально тогда средней ординате заштрихованной вдвойне площади на фиг. 349a, а за время дальнейшего перемещения на половину ширины головки зубца оно пропорционально средней ординате вдвойне заштрихованной площади на фиг. 349b. Проследив за движением катушечной стороны под всей дугой полюсного наконечника, мы убеждаемся, что индуктируемая ЭДС колеблется между двумя предельными значениями. Нижнее предельное значение всякий раз возникает тогда, когда под краями полюса лежат середины впадин, верхнее — когда под ними лежат середины зубцов. Следовательно, кривая индуктируемой ЭДС содержит гармоники, период которых соответствует зубцовому делению.



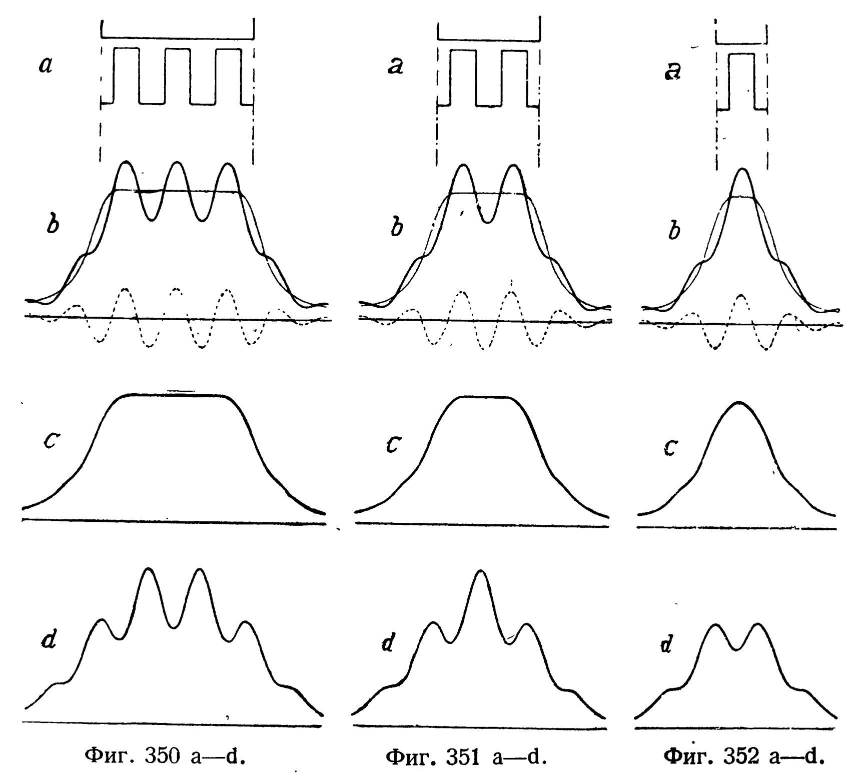
Фиг. 349 a—c. Определения высших гармоник в ЭДС, индуктируемой полем дополнительных полюсов (статорным полем).

При сделанных нами здесь упрощающих допущениях мы можем вычислить величину высших гармоник согласно сказанному в § IIG2c. При обычно применяемых открытых впадинах мы можем, не допуская большой ошибки, считать, что гармоники в нормальной составляющей индукции у полюсного наконечника синусоидальны. Тогда амплитуды гармоник индуктируемой ЭДС пропорциональны амплитуде B_0 в уравн. (232). При таком допущении и приближенном учете расширения линий поля на краях полюсного наконечника построены на фиг. 350b — фиг. 352b для представленных на фиг. 350a—352a полюсных наконечников и впадин вызываемые зубчатым строением якоря высшие гармоники (более тонкие пунктирные кривые) индуктируемой ЭДС и результирующая ЭДС (более толстая сплошная кривая) в функции положения одной катушечной стороны при диаметральной катушке.

Если ширина катушки не равняется полюсному делению, то индуктируемые в обеих катушечных сторонах ЭДС сдвинуты между собою по фазе собразно с их различным положением относительно дополнительного полюса. Когда ширина катушки отклоняется на половину и на целое зубцовое деление от полюсного деления, то получаются результирующие ЭДС, которые отложены на фиг. 350c—352c и соответственно 350d—352d над серединой положений обеих

катушечных сторон относительно их дополнительных полюсов. Этими кривыми объясняются наблюдаемые на осциллограммах колебания в ЭДС, индуктируемой полями дополнительных полюсов.

При построении кривых фиг. 350—352 мы предположили, что полюсная дуга наконечника дополнительного полюса кратна зубцовому деению. В этом случае поток дополнительного полюса, при



Фиг. 350 a—d. Фиг. 351 a—d. Фиг. 352 a—d.

a — ЭДС, индуктируемая в одной якорной катушке полем дополнительных полюсов при различных ширинах наконечника дополнительного полюса; *b* — диаметральные катушки; тонкая сплошная кривая — для гладкого якоря, пунктирные гармоники — для зубчатого якоря, более жирная кривая — результирующая ЭДС у зубчатого якоря; *c* и *d* — хордовые катушки: *c* — отклонение ширины катушки на половину и *d* — на целое зубцовое деление от полюсного деления.

сделанных здесь упрощающих допущениях, остается неизменным, как это видно из фиг. 349a—c. Но если отношение дуги полюсного наконечника к зубцовому делению не является целым числом, то изменется также поток дополнительного полюса и индуктирует в якорной катушке еще одну,* чистую ЭДС покоя, которая при наших упрощающих допущениях возникает в том только случае, когда дуга полюсного наконечника отклоняется на половину зубцового деления от дуги, кратной зубцовому делению, и когда ширина прорези впадины равняется ширине головки зубца.

Гармоники, возникающие в ЭДС при зубчатом якоре, быстро убывают по величине, по мере увеличения воздушного промежутка между наконечником дополнительного полюса и якорем. Скашивая

края полюсного наконечника относительно краев впадин, так, чтобы скос равнялся отношению зубцового деления к длине полюсного наконечника, можно в основном уничтожить гармоники, обусловленные зубчатым строением якоря.

Среднее значение ЭДС, индуктируемой в одной якорной катушке зубчатого якоря при перемещении на одно зубцовое деление, можно вычислить по уравн. (589). Кривою поля при зубчатом якоре является та кривая нормальной составляющей индукции якоря, которая получается для гладкого якоря при воздушном промежутке, умноженном на коэфициент Картера.

6. ЭДС от поля поверхности якоря.

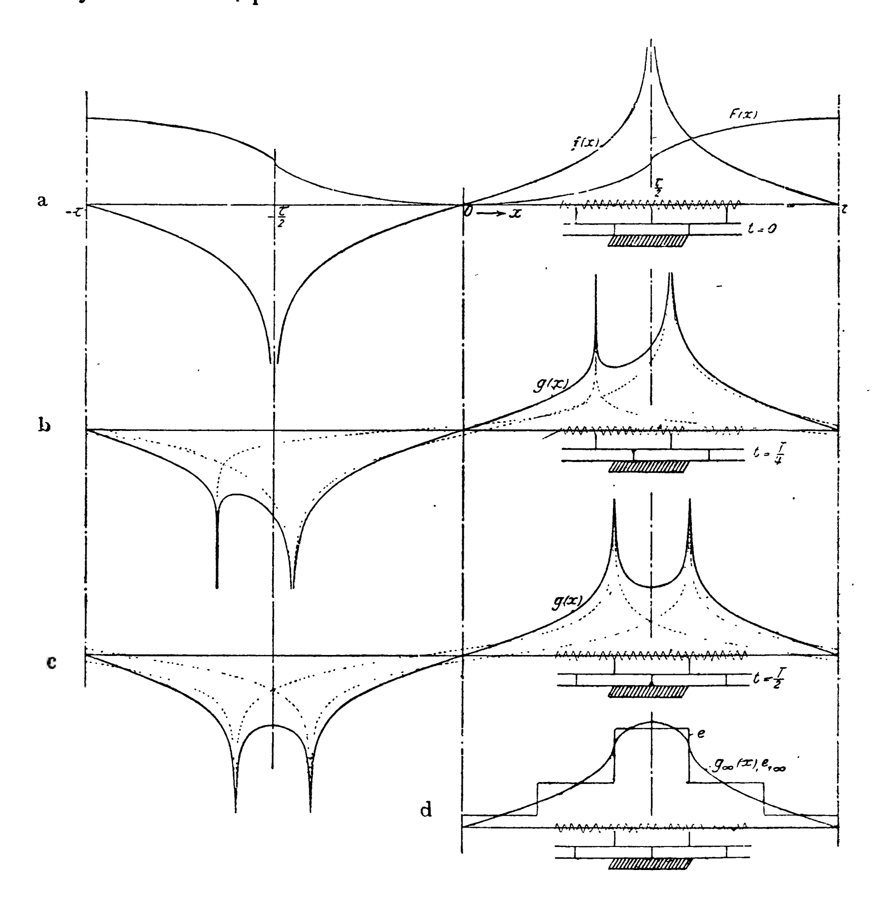
а) Гладкий якорь в свободном воздушном пространстве. Ширина щетки равна ширине коллекторной пластины. Представим себе сперва, что гладкий якорь вращается в свободном воздушном пространстве, вне индуктора. Ширину щетки, приведенную к окружности якоря, будем считать равною коллекторному делению, также приведенному к окружности якоря. Поле на торцевых поверхностях якоря принимать во внимание не будем; ЭДС, индуктируемую этим полем, мы особо рассмотрим в § 9.

Обозначим через $f(x)$ нормальную составляющую индукции на окружности якоря, получающуся в том случае, когда ни одна катушка не замыкается щетками накоротко (фиг. 353a). Эта составляющая, если заменить полный ток якорной обмотки линейною нагрузкой на гладкой поверхности якоря, становится бесконечной в тех местах, где линейная нагрузка меняет свой знак, т. е. при $x = -\frac{\tau}{2}$ и $x = \frac{\tau}{2}$ [Л 179]. Для этого случая, который мы кладем также в основу построения картины поля, $f(x)$ представлена на фиг. 353a [Л 180].

Отсчет времени мы ведем от представленного на фиг. 353a положения якоря; следовательно, на фиг. 353a $t=0$. В момент $t=t$, причем $0 \leqslant t < T$ (T = период коммутации) мы получаем тогда, в предположении прямолинейной коммутации, изображенную на фиг. 354 толстыми линиями линейную нагрузку в области зоны коммутации. Ступенчатую кривую линейной нагрузки мы можем заменить двумя показанными пунктиром линейными нагрузками, которые меняют свой знак на границах короткозамкнутой катушечной стороны. Каждая из этих линейных нагрузок возбуждает кривую поля, которая получается путем умножения $f(x)$ (фиг. 353a) на $\frac{t}{T}$ и на $1 - \frac{t}{T}$ (пунктирные кривые на фиг. 353b).

Из этих двух составляющих складывается нормальная составляющая на окружности якоря. В момент $t = 0$ (фиг. 353a) одна из составляющих равна нулю. По мере перемещения якоря образуется другая, пропорциональная времени составляющая индукции, тогда как первая убывает пропорционально с $1 - \frac{t}{T}$ (фиг. 353b). В момент $t = \frac{T}{2}$ (фиг. 353c) обе составляющие равны друг другу и

вдвое меньше, чем составляющая в момент $t=0$. За время $\frac{T}{2}<t<T$ первая составляющая уменьшается до нуля, а другая возрастает до представленной на фиг. 353а величины. При этом места скачков перемещаются вместе с границами короткозамкнутых катушечных сторон.



Фиг. 353 a—d.

$f(x)$ и $g(x)$ — кривые поля якоря при гладком якоре с линейной нагрузкой, в различные моменты коммутации; якорь в свободном воздушном пространстве, ширина щетки равна коллекторному делению($\beta=1$), прямолинейная коммутация. $g_\infty(x)$ кривая поля якоря, $e_{1\infty}$ ЭДС витка при бесконечно большом числе коллекторных пластин; e — средняя ЭДС витка диаметральной катушки в функции от положения середины катушечной стороны.

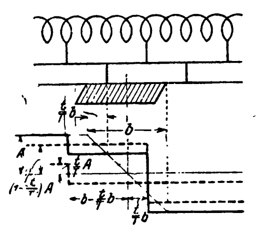
Для результирующей нормальной составляющей индукции при неподвижной относительно щеток системе координат мы получаем за промежуток времени $0 \leqslant t \leqslant T$ (ср. фиг. 354)

$$g(x)=\frac{t}{T}f\left(x+b-\frac{t}{T}b\right)+\left(1-\frac{t}{T}\right)f\left(x-\frac{t}{T}b\right). \qquad (591)$$

Поток индукции, сцепленный с одним якорным витком, проводники которого лежат в местах x и $x+\tau$ (диаметральный виток), равняется при теоретической длине якоря l_i

$$\varphi(x) = l_i \int\limits_{x}^{x+\tau} g(x)\, dx. \tag{592}$$

Обозначим через x_1 положение левого проводника диаметрального витка в момент $t=\frac{T}{2}$. Тогда при неизменной окружной скорости якоря $v=\frac{b}{T}$ надо подставить в уравн. (592)



Фиг. 354. Распределение линейной нагрузки при прямолинейной коммутации. $\beta=1$.

$$x = x_1 - \frac{b}{2} + vt = x_1 - \frac{b}{2} + \frac{t}{T}\, b \tag{593a}$$

и мы получаем

$$\varphi(x_1) = 2l_i \frac{t}{T}\left[F\left(x_1-\frac{b}{2}\right) - F\left(x_1+\frac{b}{2}\right)\right] +$$
$$+ 2l_i\left[F\left(\frac{\tau}{2}\right) - F\left(x_1-\frac{b}{2}\right)\right], \tag{593}$$

где через $F(x)$ обозначен неопределенный интеграл функции $f(x)$ (ср. фиг. 353а), обладающий в виду периодичности $f(x)$ следующими свойствами:

$$\left.\begin{aligned} F(\xi) &= F(-\xi), \\ F(\xi) &= F(\xi+2\tau), \\ F\left(\frac{\tau}{2}+\xi\right) &= 2F\left(\frac{\tau}{2}\right) - F\left(\frac{\tau}{2}-\xi\right). \end{aligned}\right\} \tag{594}$$

ЭДС, индуктируемая в одном диаметральном витке, оказывается равной по уравн. (593)

$$e_1 = -\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2l_i}{T}\left[F\left(x_1+\frac{b}{2}\right) - F\left(x_1-\frac{b}{2}\right)\right]. \tag{595}$$

Сопоставим эту ЭДС с той ЭДС, которая бы индуктировалась в одном витке при бесконечно большом числе витков и коллекторных пластин. В этом последнем случае мы имели бы для кривой поля

$$g_\infty(x) = \frac{1}{b}\int\limits_{\xi=-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} f(x+\xi)\, d\xi = \frac{1}{b}\left[F\left(x+\frac{b}{2}\right) - F\left(x-\frac{b}{2}\right)\right], \tag{596}$$

а для индуктируемой в диаметральном витке ЭДС, которая здесь являлась бы чистой ЭДС движения,

$$e_{1\infty} = 2vl_i g_\infty(x) = \frac{2l_i}{T}\left[F\left(x+\frac{b}{2}\right) - F\left(x-\frac{b}{2}\right)\right] \tag{597}$$

(ср. фиг. 353d). Для $x = x_1$, т. е. для момента $t = \frac{T}{2}$ [ср. уравн. (593a) и фиг. 353c], уравн. (595) совпадает с уравн. (597). Иными словами, для этого момента ЭДС, индуктируемая в отдельном витке при бесконечном числе коллекторных пластин, равняется ЭДС движения в неизменном во времени якорном поле, каким оно было бы при бесконечном числе витков и коллекторных пластин.

Но при конечном числе коллекторных пластин ЭДС, индуктируемая в одном витке к моменту $t = \frac{T}{2}$, остается неизменной на протяжении времени $0 \leqslant t \leqslant T$, если ширина щетки равна коллекторному делению, потому что в уравн. (595) t больше не фигурирует. Средняя ЭДС витка диаметральной катушки в функции положения x_0 середины катушечной стороны определяется из кривой $e_{1\infty}$, если при положении катушки в момент $t = \frac{T}{2}$ найти

$$e = \frac{1}{t_K} \int\limits_{x_0 - \frac{t_K}{2}}^{x_0 + \frac{t_K}{2}} e_{1\infty} dx. \tag{598}$$

Так получается ступенчатая кривая на фиг. 353d, ординаты которой пропорциональны ЭДС, индуктируемым в диаметральной катушке. Ступенчатая кривая изображает в масштабе кривой поля „теоретическую“ нормальную составляющую индукции, которую надо подставить, чтобы вычислить среднюю ЭДС проводников одной стороны якорной катушки как чистую ЭДС движения. В практических случаях, по крайней мере — в пределах зоны коммутации, кривая эта мало отклоняется от кривой поля $g_\infty(x)$ по уравн. (596).

При этих исследованиях мы считались со всем выходящим из поверхности якоря потоком, так что вычисленная ЭДС содержит также ЭДС самоиндукции короткозамкнутой якорной катушки, обозначенную нами через $-L\frac{di}{dt}$ в § B2. Взглянув на фиг. 353, мы видим, что линейная нагрузка в той части якорной обмотки' катушки которой не замкнуты щетками накоротко, относительно якоря неподвижна. Поэтому, рассматривая процесс во время коммутации не со стороны неподвижного пространства, в котором якорь вращается, а со стороны якоря, мы убеждаемся, что только возбуждаемое самой короткозамкнутой катушкой магнитное поле принимает участие в создании ЭДС, индуктируемой в якорном витке.

Эта ЭДС покоя должна быть тождественной ЭДС якорного поля, выражаемой через уравн. (595), когда якорь вращается в свободном воздушном пространстве и когда ширина щетки равна коллекторному делению. Это можно доказать и аналитически для каждого якорного витка. Здесь мы ограничимся тем, что приведем это доказательство для якорного витка по середине одной катушки.

Из уравн. (591) мы получаем для кривой поля якоря в момент $\frac{T}{2}$

$$g(x)_{\frac{b}{2}} = \frac{1}{2}\left[f\left(x+\frac{b}{2}\right)+f\left(x-\frac{b}{2}\right)\right]. \qquad (599)$$

Это та кривая поля (ср. фиг. 353c), которую возбуждает катушка с шириною катушечных сторон $\tau - b$, когда середины их лежат в $x=0$ и $x=\tau$. Поэтому мы получим кривую поля одной якорной катушки с шириною катушечных сторон b, середины которых лежат в $x=0$ и $x=\tau$, если в уравн. (599) заменим $\frac{b}{2}$ через $\frac{\tau-b}{2}$:

$$g(x)_{\frac{\tau-b}{2}} = \frac{1}{2}\left[f\left(x+\frac{\tau-b}{2}\right)+f\left(x-\frac{\tau-b}{2}\right)\right]. \qquad (600a)$$

Тогда поток, сцепленный со средним диаметральным витком этой катушки, равен

$$\varphi = l_i\int_0^{\tau} g(x)_{\frac{\tau-b}{2}}\,dx = l_i\left[F\left(\frac{\tau}{2}+\frac{b}{2}\right)-F\left(\frac{\tau}{2}-\frac{b}{2}\right)\right]. \qquad (600b)$$

При прямолинейной коммутации этот поток на протяжении периода коммутации изменяется прямолинейно, причем он исчезает в момент $\frac{T}{2}$, так что мы получаем

$$-L\frac{di}{dt} = \frac{2l_i}{T}\left[F\left(\frac{\tau}{2}+\frac{b}{2}\right)-F\left(\frac{\tau}{2}-\frac{b}{2}\right)\right]. \qquad (600)$$

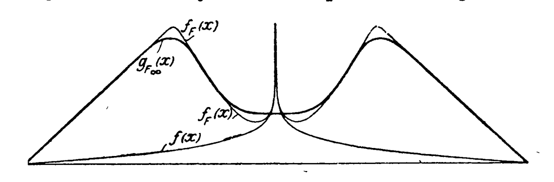
Но это же выражение мы получаем по уравн. (595) для ЭДС, которая индуктируется всею якорною обмоткой в среднем витке короткозамкнутой катушки $\left(x_1 = \frac{\tau}{2}\right)$.

Таким образом, у гладкого якоря, находящегося в свободном воздушном пространстве, ЭДС поля якоря, для того случая, когда ширина щетки равняется коллекторному делению, уже учтена в ЭДС самоиндукции катушки $-L\frac{di}{dt}$. Поэтому, если мы вводим в расчет ЭДС поля якоря, то уже не должны больше учитывать ЭДС самоиндукции.

b) **Якорь в индукторе**. Представим себе теперь, что якорь вращается в индукторе. Тогда кривая поля якоря $f(x)$ переходит приблизительно в кривую $f_F(x)$ на фиг. 355. Более подробное исследование [Л 180] показывает, что под влиянием индуктора вообще говоря возникают еще высшие гармоники в ЭДС, период которых соответствует ширине катушки; но амплитуды этих гармоник обычно столь малы, что ими можно пренебречь. Среднее значение ЭДС, индуктируемой в якорном витке во время его перемещения на ширину катушки, можно вычислить по уравн. (595), заменив $F(x)$ через $F_F(x)$. При бесконечно большом числе коллекторных пластин и ширине щетки равной около $\frac{\tau}{10}$ мы получаем по уравн. (596)

среднюю кривую поля $g_{F_\infty}(x)$, которой пропорциональна ЭДС, индуктируемая в отдельных якорных витках.

В ЭДС якорного поля содержится, даже при вращении якоря в индукторе, ЭДС „самоиндукции" катушки $-L\frac{di}{dt}$. Но эта последняя теперь заметно меньше, чем ЭДС якорного поля. Согласно § 6а мы можем свести ЭДС от якорного поля к ЭДС движения в якорном поле, которое получилось бы при бесконечно большом числе коллекторных пластин. Это поле не только под полюсными наконечниками, но и в междуполюсных пространствах, под влиянием близости полюсов индуктора, гораздо сильнее якорного поля, образующегося в свободном воздушном пространстве, между тем как „самоиндуктивность" L короткозамкнутой якорной катушки, вследствие заглушающего действия индуктора и его обмотки значительно меньше, чем у якоря без индуктора.



Фиг. 355. Кривые поля якоря при гладком якоре: $f(x)$ якорь в свободном воздушном пространстве.

$f_F(x)$ — якорь в индукторе, когда ни одна катушка не замкнута накоротко; $g_{F_\infty}(x)$ — кривая поля якоря в индукторе при бесконечно большом количестве коллекторных пластин; ширина щетки равняется $^1/_{10}$ полюсного деления.

Чтобы выяснить зависимость между ЭДС якорного поля и ЭДС „самоиндукции" короткозамкнутой катушки якоря, рассмотрим фиг. 356, где отдельно изображены кривые поля короткозамкнутой якорной катушки и остальных (на рисунке не показанных) катушек для тех же моментов, как на фиг. 353, т. е. для $t=0$, $\frac{T}{4}$ и $\frac{T}{2}$. Ширина щетки, как и на фиг. 353, принята равною ширине пластины. Положение краев полюса ($x=\pm x'$) и его средней линии ($x=0$) указано штрихпунктирными линиями. Мы видим, что в области полюсного наконечника изменяется во времени не только поле короткозамкнутой катушки, но и поле остальной части якорной обмотки. Если простоты ради допустить, что поле под полюсным наконечником совершенно уничтожается вихревыми токами, а в междуполюсном пространстве не испытывает на себе влияния полюсов, то сцепленный со средним витком короткозамкнутой якорной катушки поток пропорционален заштрихованным на фиг. 356 площадкам, причем заштрихованные сверху вниз и справа влево площадки изображают часть потока, вызываемую короткозамкнутой катушкой, а площадки, заштрихованные сверху вниз и слева вправо, — часть, вызываемую остальной частью якорной обмотки. Индуктируемая в рассматриваемом якорном витке ЭДС пропорциональна изменению этих заштрихованных площадок во времени.

Таким образом, когда якорь вращается в индукторе, то в образовании индуктируемой ЭДС принимают участие и те части якорной обмотки, в которых ток не изменяется, и тогда ЭДС якорного поля в зоне коммутации больше, чем ЭДС „самоиндук-

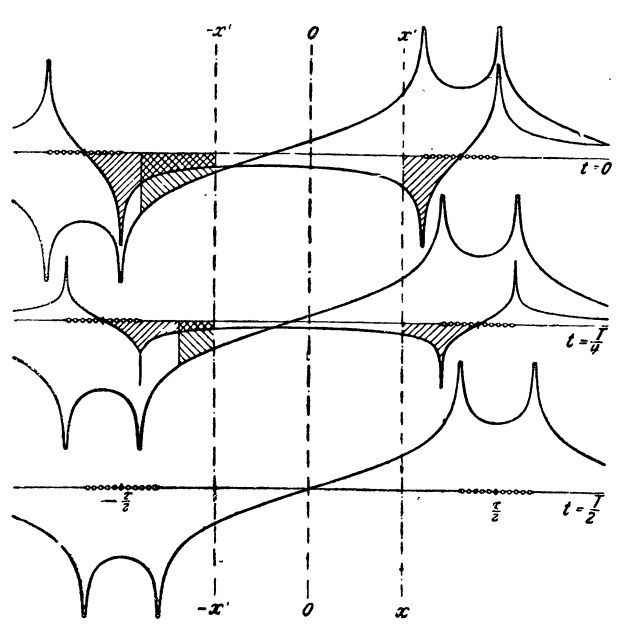
ции“ катушки. Когда мы вычисляем ЭДС якорного поля по уравн (595), то при гладком якоре сюда входит и ЭДС $-L\frac{di}{dt}$.

с) Произвольная ширина щетки. Мы не будем здесь подробно исследовать случай произвольного отношения ширины щетки к коллекторному делению [Л 180], а только в краткой форме сообщим его результат.

Когда отношение

$$\beta = \frac{b}{t_K} = \text{целое число}, \tag{601}$$

то мы можем вычислить ЭДС в отдельных витках якорной обмотки к моменту $t=\frac{T}{2\beta}$, как чистую ЭДС движения в поле $g_\infty(x)$, какою она была бы при бесконечно большом числе коллекторных пластин.



Фиг. 356. Пояснения зависимости между ЭДС поля якоря и ЭДС «самоиндукции». $\beta=1$.

Тогда средняя ЭДС витка одной якорной катушки равняется среднему значению для всех витков одной катушки по ее ширине и остается неизменной на протяжении времени $0 \leqslant t \leqslant \frac{T}{\beta}$. При $\beta=3$ и в предположении, что якорь вращается в свободном воздушном пространстве, средняя ЭДС витка изображается ступенчатой кривой на фиг. 357, а именно в функции положения середины катушечной стороны на окружности якоря.

Если β есть число дробное,

$$\beta = \frac{b}{t_K} = g - \gamma', \tag{602}$$

где g есть число целое и $0 \leqslant \gamma' < 1$, то нужно различать два отрезка времени, a и b:

$$0 \leqslant t \leqslant \frac{1-\gamma'}{\beta} T \quad \text{и} \quad \frac{1-\gamma'}{\beta} T \leqslant t \leqslant \frac{T}{\beta}. \tag{603a и b}$$

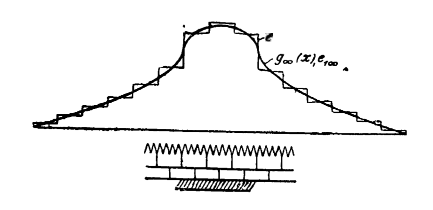
По середине каждого из этих отрезков времени, т. е. в моменты

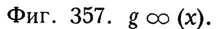
$$t = \frac{1-\gamma'}{2\beta} T \quad \text{и} \quad t = \frac{2-\gamma'}{2\beta} T, \tag{604a и b}$$

мы можем опять свести индуктируемые в отдельных витках ЭДС к ЭДС при бесконечно большом числе коллекторных пластин, введя для обоих отрезков времени a и b вместо действительной ширины щетки b фиктивные значения ширины щетки

$$b_{\infty a} = \frac{g}{\beta} b \quad \text{и} \quad b_{\infty b} = \frac{g-1}{\beta} b. \qquad (605\text{a и b})$$

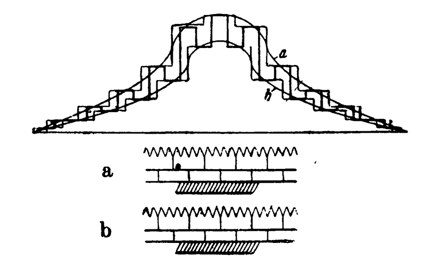
Так, например, при $\beta = 2{,}5$ для первого отрезка времени получается представленная на фиг. 358с кривая a ЭДС витка в момент $t = \frac{1-\gamma'}{2\beta} T$ (ср. фиг. 358а), а для второго отрезка времени — кривая b в момент $t = \frac{2-\gamma'}{2\beta} T$ (ср. фиг. 358b). На протяжении каждого из этих отрезков времени [уравн. (603а и b)] ЭДС в каждом от-





Фиг. 357. $g\infty(x)$.

Кривая поля якоря, $e_{1\infty}$ — ЭДС витка при бесконечно большом числе пластин; e — средняя ЭДС витка. Якорь в свободном воздушном пространстве, прямолинейная коммутация $\beta = 3$.



Фиг. 358 а—с.

Определение средней ЭДС витка (более жирная ступенчатая кривая) при дробном $\beta = 2{,}5$.

дельном витке остается без изменения; средняя ЭДС витка одной катушки в функции положения середины катушечной стороны изображается толстой ступенчатой кривой на фиг. 358с.

На практике, в большинстве случаев, средняя ЭДС витка даже при дробном β (в предположении прямолинейной коммутации), мало отклоняется от той средней ЭДС, которая получается при действительной ширине щетки b и бесконечном числе коллекторных пластин и катушек в виде чистой ЭДС движения. Эту среднюю ЭДС мы получаем при любом значении β по уравнению

$$e_A = 2svB_q l_{Wi}. \qquad (606)$$

Здесь B_q определяется, как среднее значение по ширине щетки, на основании картины якорного поля, как было указано в § А1 применительно к машине без дополнительных полюсов. В основу вычисления должна быть положена действительная магнитная нагруженность железа, получаемая при возбуждении всех обмоток машины во время ее работы. У машин без дополнительных полюсов можно обычно, без заметной ошибки, считать $\mu = \infty$. При этом в e_A уже содержится часть ЭДС покоя, которая индуктируется под влиянием изменения токов в рассматриваемой якорной катушке и

в других, одновременно замкнутых накоротко якорных катушках $\left(-L\frac{di}{dt}\right)$, а именно часть ее, соответствующая потоку, который входит в поверхность якоря или выходит из нее.

d) Зубчатый якорь. При зубчатом якоре мы можем заменить зубчатую поверхность якоря гладкою поверхностью с длиной воздушного промежутка, умноженной на коэфициент Картера, и предположить, что на этой замещающей поверхности расположена очень дробно распределенная обмотка. Тогда мы получаем при гладком якоре кривую поля $g_\infty(x)$ (фиг. 353d) или $g_{F\infty}x$ (фиг. 355), которой пропорциональна ЭДС $e_{1\infty}$ (при бесконечно большом числе коллекторных пластин), поскольку мы пренебрегаем гармониками, обусловленными зубчатым строением якоря. Но у зубчатого якоря во всех проводниках, лежащих в одной и той же впадине, индуктируется одинаковая ЭДС, которая определяется положением середины прорези впадины в середине тех отрезков времени, на протяжении которых ЭДС остается неизменной. Следовательно, при зубчатом якоре нет надобности находить среднее по ширине катушки значение, а поэтому ступени кривой ЭДС катушки в пределах зоны коммутации расположены несколько выше, чем у кривой средней ЭДС витка при гладком якоре. Такой способ вычисления представляет собою всего лишь приближение, правда весьма хорошее. В действительности индукция вдоль головки зубца в основном неизменна, вследствие чего в пределах зоны коммутации получается еще несколько бо́льшая ЭДС.

Предполагая, что длина воздушного промежутка не изменяется вдоль окружности якоря и что прорези впадин очень узки, индуктируемую в якорной катушке ЭДС можно вычислить, руководствуясь фиг. 359. На этой фигуре, ради ясности, в каждой якорной впадине показана только одна катушечная сторона, и она соединена с коллекторными пластинами; другую, на фигуре не показанную, катушечную сторону следует представлять себе во впадине, удаленной на шаг впадины η от первой. Мы будем считать для фиг. 359 обмотку диаметральной, т. е. $\eta = \frac{N}{2p} = 6$.

На фиг. 359a — c изображено положение якоря с коллектором относительно щеток для моментов $t = 0$, $\frac{T}{12}$, $\frac{T}{6}$. Отношение $\frac{\Theta_N}{\Theta_{N0}}$ полного тока впадины Θ_N при прямолинейной коммутации к полному току

$$\Theta_{N_0} = \frac{I}{2a}\,\frac{z}{N_0} \tag{607a}$$

впадины, катушечные стороны которой не замкнуты щетками накоротко, надписано над впадинами. Под якорной обмоткой кривые возбуждения поля

$$f(x) = \sum \Theta_N \tag{607b}$$

изображены так, что

$$\int\limits_x^{x+2\tau} f(x)\,dx = 0 \tag{607c}$$

(униполярный поток равен нулю). Отношение $\frac{f(x)}{\Theta_{N_0}}$ указано подле ординат. Нормальная составляющая индукции равна согласно уравн. (164)

$$B = \frac{\Pi_0}{\delta} f(x), \tag{607d}$$

и поток, сцепленный с одним якорным витком, у которого середины прорезей впадин лежат в местах x_1 и $x_1 + W$, равняется

$$\varphi = l_i \int_{x=x_1}^{x_1+W} B dx. \tag{608a}$$

При неизменной длине воздушного промежутка вдоль окружности якоря мы можем, в связи с уравн. (607d), представить этот поток в виде

$$\varphi = \frac{\Pi_0}{\delta} \Theta_{N_0} l_i \int_{x_1}^{x_1+W} \frac{f(x)}{\Theta_{N_0}} dx. \tag{608b}$$

Если положить

$$\varphi_0 = \frac{\Pi_0}{\delta} \Theta_{N_0} l_i t_N, \tag{608c}$$

то φ_0 выражает собою разность потоков смежных зубцов, между которыми лежит полный ток впадины Θ_{N_0}. Отношение

$$m = \frac{\varphi}{\varphi_0} = \frac{1}{t_N} \int_{x_1}^{x_1+W} \frac{f(x)}{\Theta_{N_0}} dx = \sum_{n=1}^{\eta} \frac{f\left(x_1 - \frac{t_N}{2} + n t_N\right)}{\Theta_{N_0}} \tag{608}$$

представляет собою сумму ординат кривой $\frac{f(x)}{\Theta_{N_0}}$ над теми η зубцами, которые охватывает якорная катушка, лежащая своими сторонами в местах окружности якоря x_1 и $x_1 + W$.

Это отношение m надписано для диаметральных витков ($\eta = 6$) на фиг. 359а—с над отношением между полными потоками впадины $\frac{\Theta_N}{\Theta_{N_0}}$. Тогда ЭДС, индуктируемая в якорной катушке с s витками, равняется

$$e_A = -s \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = - \frac{\Delta m}{\Delta \frac{t}{T}} \cdot s \frac{\varphi_0}{T} \tag{609a}$$

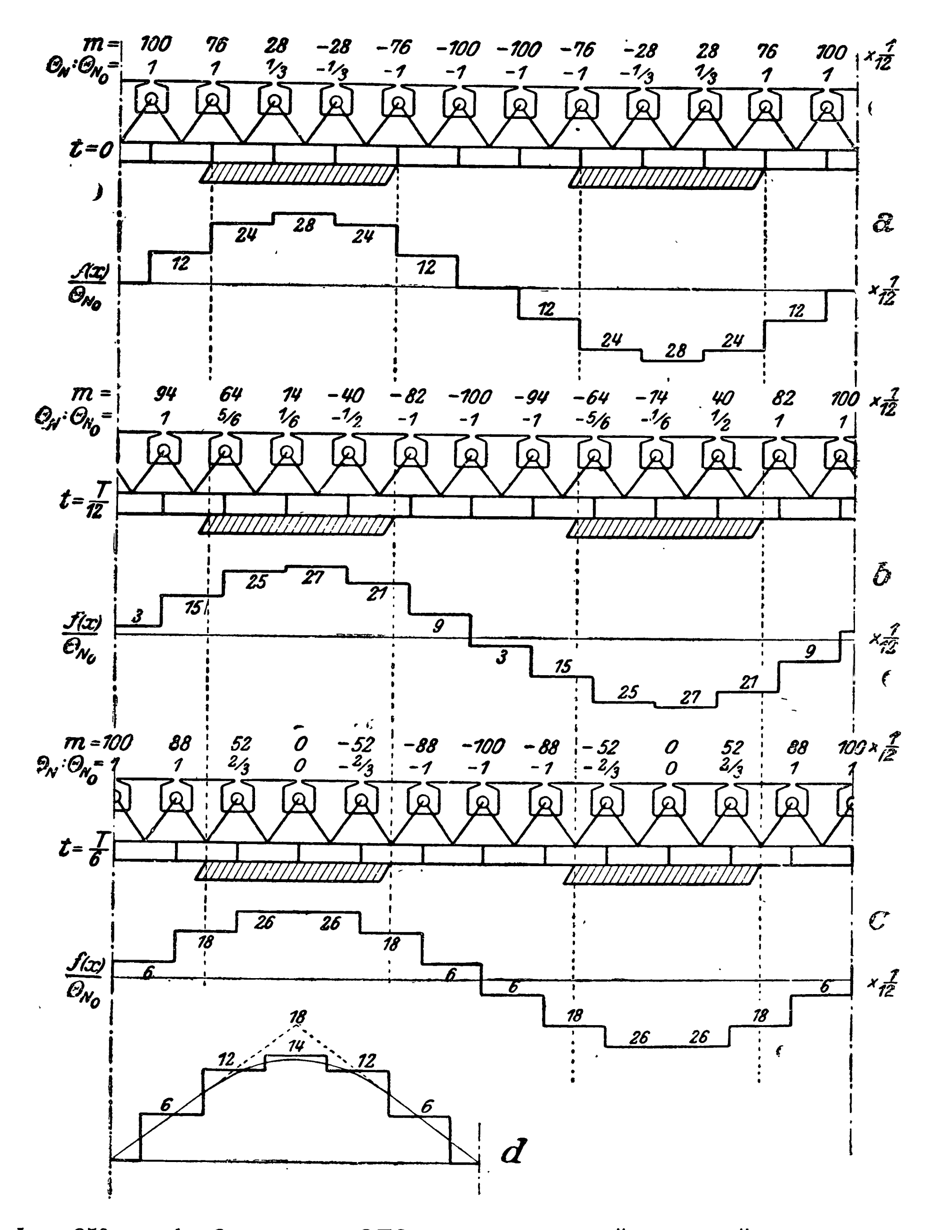
или

$$e_A = - \frac{\Delta m}{\Delta \frac{t}{T}} \frac{t_N}{b} \frac{2p}{N} e_{A_0}, \tag{609}$$

где

$$e_{A_0} = 2 v l_i s \frac{\Pi_0}{2\delta} \frac{I}{2a} \frac{z}{2p} \tag{609b}$$

представляет собою максимальное значение ЭДС, которая бы индуктировалась при движении в якорном поле с полным током



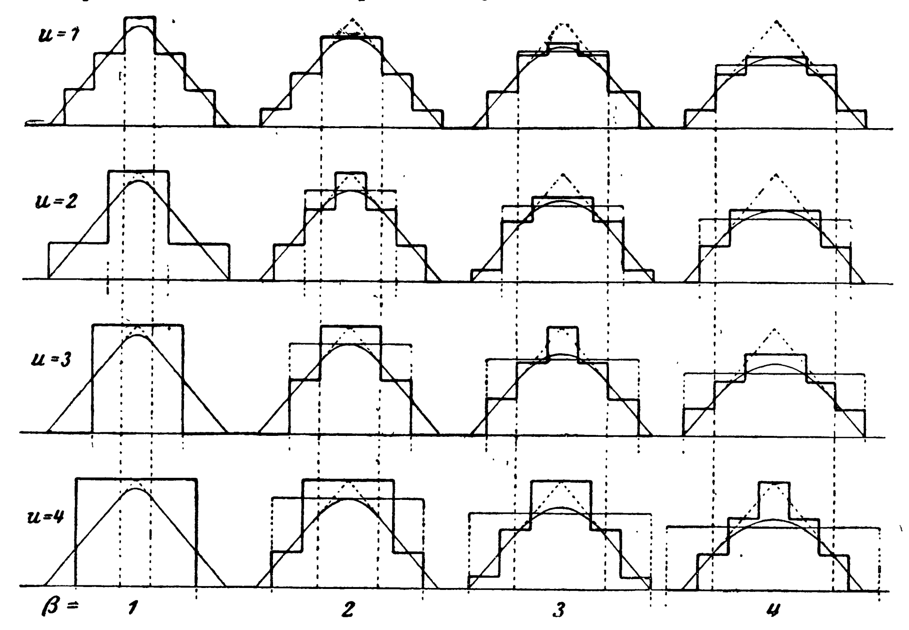
Фиг. 359 a — d. Определение ЭДС e_A, индуктируемой в якорной катушке полем якоря (ступенчатая кривая на d) при зубчатом якоре с одинаковой длиной воздушного промежутка вдоль окружности якоря. Диаметральная обмотка, $u = 1$; $\beta = \frac{b}{t_K} = 3$.

якоря $\frac{I}{2a}\frac{z}{2p}$, если бы ни одна катушка не была замкнута накоротко.

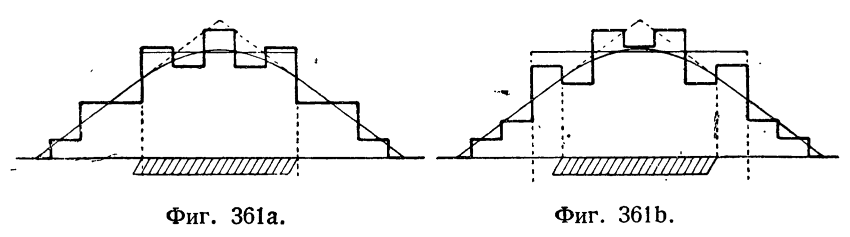
На фиг. 359d более толстая ступенчатая кривая изображает $-\frac{\Delta m}{\Delta \frac{t}{T}}$ или e_A в единицах $\frac{t_N}{b}\frac{2p}{N}e_{A0}=\frac{1}{3}\frac{1}{6}e_{A0}=\frac{1}{18}e_{A0}$. Более тонкая кривая с параболической вершиной в пределах зоны коммутации изображает ту ЭДС $e_{A\infty}$, которая бы индуктировалась при бесконечно большом числе коллекторных пластин и впадин, но при той же линейной нагрузке якоря $\frac{\Theta_{N0}}{t_N}$ и той же ширине щетки. Сравнивая ступенчатые кривые на фиг. 359d и 357 при ЭДС $e_{A\infty}$ и при $e_{1\infty}$, соответствующие бесконечно большому числу коллекторных пластин, мы видим, что при конечном числе коллекторных пластин индуктируемая ЭДС в пределах зоны коммутации несколько больше у зубчатого якоря, чем у гладкого. Но эта разница невелика, потому что в действительности число не покрытых щетками коллекторных пластин в несколько раз превышает число пластин, принятое на фиг. 357 и 359. При большом числе пластин, катушек и впадин для диаметральных обмоток с тем же числом витков у якорной катушки, с тем же u и тою же шириной щетки разности между ЭДС e_{A_0}, $e_{A\infty}$ и e_A остаются теми же, но e_{A_0} возрастает пропорционально числу катушек. Обычно заслуживает внимания только ЭДС тех катушек, стороны которых лежат в зоне коммутации. Тогда при определении m нужно принимать в расчет только ту часть $\frac{f(x)}{\Theta_{N_0}}$, которая лежит в зоне комутации, так как остальные части не принимают никакого участия в образовании сцепленного с якорной катушкою потока.

На фиг. 360 представлено для диаметральных обмоток с $u=1\div 4$ лежащими рядом во впадине катушечными сторонами изменение ЭДС, индуктируемой якорным полем в области зоны коммутации, при различных, выражающихся целыми числами отношениях $\beta=\frac{b}{t_K}$. На фиг. 361a и b это изменение показано для диаметральных обмоток с дробным $\beta=2{,}5$, а именно — на фиг. 361a при $u=1$, на фиг. 361b при $u=2$. Наконец, на фиг. 362 показано изменение этой ЭДС для хордовой обмотки с шириною катушки $W=\tau\pm t_K$, при $\beta=3$, причем оно отложено над средним положением обеих катушечных сторон относительно их зоны коммутации; будучи сдвинута на половину полюсного деления, эта кривая изображает ЭДС в функции положения середины катушки. На фиг. 360—362 зоны щеток и вообще говоря более широкие зоны коммутации ограничены пунктирными линиями. Вершина пунктирного треугольника указывает величину ЭДС e_{A_0} [уравн. (609b)]. Тонкая кривая с параболической вершиной изображает ЭДС $e_{A\infty}$, которая индуктировалась бы при бесконечно большом числе коллекторных пластин и гладком якоре, но при той же линейной нагрузке якоря и той же ширине щетки.

Наконец, тонкими горизонтальными линиями указано среднее значение $e_{A\,cp}^{\cdot}$ средней ЭДС на протяжении периода коммутации u рядом лежащих якорных катушек.



Фиг. 360. Кривые ЭДС e_A (более жирная ступенчатая кривая) у зубчатого якоря с диаметральными витками и различными u и β. ЭДС $e_{A\infty}$ при бесконечно большом числе впадин и пластин и при одинаковой ширине щетки (более тонкая кривая с параболической вершиной), и ЭДС при бесконечно узких щетках (пунктирная треугольная кривая, максимальное значение e_{A0}). Тонкие линии, параллельные оси абсцисс, указывают среднее значение $e_{A\,cp}$ средней ЭДС e_A.



Фиг. 361a. Фиг. 361b.

Кривые ЭДС e_A при диаметральных витках и дробном $\beta = 2{,}5$. a) $u = 1$, b) $u = 2$. Ср. пояснения к фиг. 360.

В таблице 17 приведены не зависящие от u разности $e_{A_0} - e_{A\infty}$, $e_{A_0} - e_{A\,cp}$ и $e_{A\infty} - e_{A\,cp}$, в единицах $\frac{p}{k} e_{A_0} = \frac{p}{uN} e_{A_0}$. Разность $e_{A\infty} - e_{A\,cp}$ между ЭДС, индуктируемой по середине зоны коммутации при бесконечно большом числе коллекторных пластин и средним значением средней ЭДС u рядом лежащих катушек незначительна и колеблется в пределах $\pm \frac{p}{k} e_{A_0}$ при значениях ширины щетки

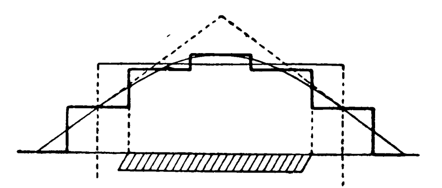
$t_K \leqslant b < 4t_K$. Обычно $\frac{k}{p}$ имеет величину порядка 25, так что если мы для среднего значения средней ЭДС подставляем значение e_{A_∞}, то наибольшая ошибка составляет $\pm 4\%$.

Таблица 17.

Числовые значения для фиг. 360—362.

$\beta=$	Диаметральные обмотки					Хордовая обмотка
	1	2	2,5	3	4	3
$e_{A_0} - e_{A\infty}$	1,00	2,00	2,50	3,00	4,00	3,33 $\cdot \frac{p}{k} e_{A_0}$
$e_{A_0} - e_{A\,cp}$	0	2,00	2,72	3,55	5,00	4,20 $\cdot \frac{p}{k} e_{A_0}$
$e_{A\infty} - e_{A\,cp}$	1,00	0	0,22	0,55	1,00	0,87 $\cdot \frac{p}{k} e_{A_0}$

При нашем исследовании соотношений у зубчатого якоря мы предположили, что длина воздушного промежутка не изменяется вдоль окружности якоря. При несоблюдении этого условия возникают, вообще говоря, высшие гармоники в ЭДС под влиянием неравномерностей воздушного промежутка, и основная частота их приблизительно равна N_n. Их можно уничтожить с помощью средств, указанных в § 5. Если пренебречь этими гармониками, то построенные на фиг. 360—362 кривые ЭДС e_A, индуктируемой якорным полем в пределах зоны коммутации, справедливы и для тех машин с дополнительными полюсами, у которых длина воздушного промежутка между наконечником дополнительного полюса и якорем не изменяется вдоль ширины зоны коммутации, а в остальной части окружности якоря симметрична относительно середины главного полюса.



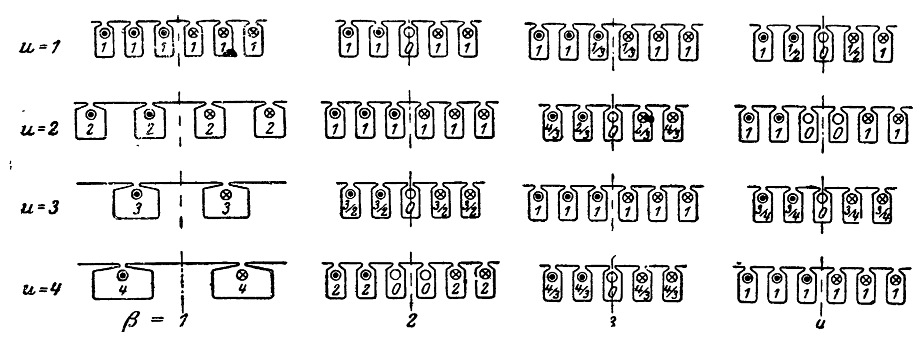
Фиг. 362. Кривые ЭДС e_A при хордовых витках ($W = \tau \pm t_K$); $u = 1$, $\beta = 3$, ср. пояснения к фиг. 360.

Если вдоль зоны коммутации длина воздушного промежутка хотя и изменяется, но симметрична относительно середины главных и дополнительных полюсов, как это обычно и бывает, то мы можем определить ЭДС якорного поля следующим образом. Заменяем зубчатую поверхность якоря гладкою поверхностью, которая проходит, как цилиндрическая поверхность, на расстоянии $k_C\delta_W$ от середины наконечника дополнительного полюса, причем k_C означает коэфициент Картера для длины воздушного промежутка δ_W под серединой наконечника дополнительного полюса между этим наконечником и головкою зубца зубчатого якоря. Полный ток якоря заменяем соответствующей линейной нагрузкой, какая получилась бы при прямолинейной коммутации и бесконечно большом числе

катушек и коллекторных пластин. Для этих условий строим картину поля. При определении нормальной составляющей индукции на гладкой поверхности якоря мы выражаем магнитное напряжение между наконечником дополнительного полюса и серединой зоны коммутации якоря через

$$U'_{WL} = \frac{\Theta_A}{\Theta_W} U_{WL}, \qquad (610)$$

где U_{WL} означает магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка под дополнительным полюсом, которое образуется нормально в работе при полном токе $\Theta_W = \Theta_F + \Theta_A$, состоящем из полного тока дополнительных полюсов Θ_F, включая полный ток компенсационной обмотки, и полного тока якоря Θ_A для пути интегриро-



Фиг. 363. Полные токи впадин для представленных на фиг. 360 случаев, возбуждающие такое поле, которое (если представлять его себе покоящимся) индуктирует ЭДС движения, равную e_A.

вания, проходящего через воздушный промежуток по середине соседствующих дополнительных полюсов. Если на основании определившейся таким образом индукции вычислить ЭДС движения, то это будет фиктивная ЭДС $e_{A\infty}$, которая образовалась бы при бесконечно большом числе катушек и коллекторных пластин, но при изменяющейся длине воздушного промежутка. По кривой $e_{A\infty}$, нанеся на чертеж положение ступеней e_A относительно ЭДС $e_{A\infty}$, как показано на фиг. 360—362, мы можем построить ступенчатую кривую e_A.

Индуктируемую зубчатым якорем в зоне коммутации ЭДС мы можем также приравнять той ЭДС движения, которая индуктируется в диаметральной обмотке фиктивным, покоящимся относительно статорной обмотки полем, распределенным по окружности якоря так же, как ЭДС e_A. На фиг. 363 надписаны для показанных на фиг. 360 случаев полные токи впадины, соответствующие полю якоря в области зоны коммутации, причем это поле надлежит представлять себе покоящимся. Эти полные токи вместе с остальной частью полного тока якоря возбуждают поле, которое с большим приближением совпадает с распределением ЭДС e_A. Если для

этого полного тока якоря построить картину поля между зубчатою поверхностью якоря и находящимся против нее статорным железом (дополнительным полюсом), то и по этой картине можно приближенно найти поле при меняющейся вдоль дуги дополнительного полюса длине воздушного промежутка и индуктируемую при этом ЭДС e_A.

7. Результирующая ЭДС якорного и статорного поля у машин с дополнительными полюсами.

Для результирующей ЭДС, индуктируемой якорным и статорным полями у машин с дополнительными полюсами, мы получаем выражение

$$e_W = e_F + e_A, \tag{611}$$

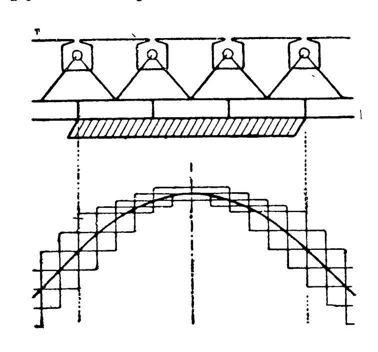
где фиктивные ЭДС e_F и e_A определяются согласно сказанному в §§ 5 и 6. Находить эти фиктивные ЭДС — задача сложная, так как она требует построения двух картин поля. К тому же результат получается только приближенный, потому что мы пренебрегли, по крайней мере в отношении ЭДС e_A, высшими гармониками ЭДС, обусловленными зубчатым строением якоря при неравномерной длине воздушного промежутка и заглушающим действием вихревых токов, индуктируемых якорным полем в наконечнике дополнительного полюса. Так как, вообще говоря, полностью компенсировать посредством ЭДС движения ЭДС якорного поля, в виду наличия скачков в ее кривой, мы не можем, то допустимо применить более простой способ, который изложен ниже и для которого достаточно построить одну картину поля, необходимую и для определения магнитных нагруженностей в цепи дополнительных полюсов.

а) Средняя кривая возбуждения поля якоря. Кривая возбуждения поля якоря и возбуждаемое им фиктивное поле колеблются во время движения якоря около некоторой кривой средних значений. Для представленного на фиг. 359 случая диаметральной обмотки, у которой число впадин равняется числу коллекторных пластин ($u = 1$), указаны на фиг. 364 тонкими линиями кривые возбуждения поля для моментов, отделенных друг от друга промежутками в $\frac{1}{12}T$. На фиг. 365 соответственные кривые возбуждения поля представлены для диаметральной обмотки с $u = 2$ и при той же ширине щетки. Более толстые кривые на обеих фигурах означают среднее во времени значение, около которого колеблется кривая возбуждения поля. Если отложить отношение каждого значения полного тока впадины Θ_N к зубцовому делению t_N в функции от каждого положения середины прорези впадины, то, проинтегрировав эту кривую линейной нагрузки, мы получаем среднюю кривую поля возбуждения якоря

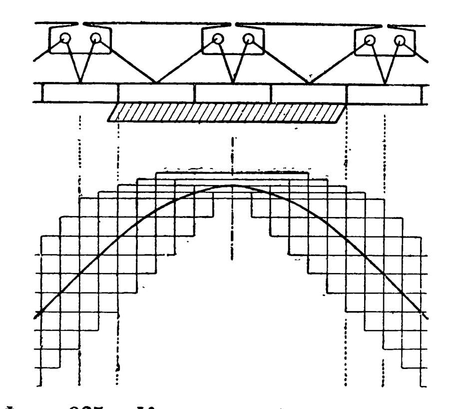
$$f(x) = \int_0^x \frac{\Theta_N}{t_N}\, dx. \tag{612a}$$

Возбуждаемая ею нормальная составляющая индукции $g(x)$ тождественна с кривою средних значений, около которой колеблется подлинная кривая поля якорной обмотки. Для обмоток с $u=1$ $g(x)$ равняется $g_\infty(x)$, т. е. той кривой поля, которая получилась бы при гладком якоре с бесконечно большим числом катушек и коллекторных пластин. Благодаря высокой частоте $f=Nn$ колебаний поля вихревые токи гасят их в наконечниках дополнительных полюсов и якорных зубцах, так что действительная кривая поля приближается к кривой средних значений $g(x)$, а ЭДС e_A — к ЭДС, индуктируемой вследствие движения в поле $g(x)$. Поэтому, при определении результирующей кривой поля, которую возбуждают сообща обмотка якоря и статорные обмотки, мы будем основываться для якоря на линейной нагрузке гладкой поверхности, выражаемой уравнением

$$a=\frac{\Theta_N}{t_N}; \qquad (612b)$$



Фиг. 364. Кривая возбуждения поля якоря при прямолинейной коммутации. Тонкие ступенчатые кривые — мгновенные значения в промежутках времени $\frac{1}{12}T$, жирная кривая — средние во времени значения [ср. уравн. (612a)]. Диаметральная обмотка, $u=1$, $\beta=3$.

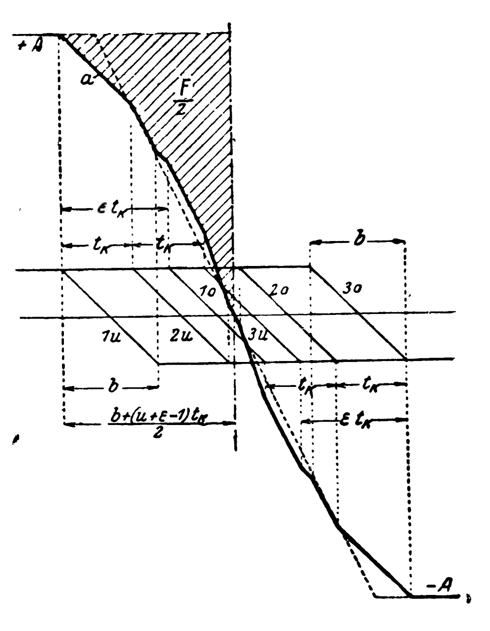


Фиг. 365. Кривые возбуждения поля якоря, как на фиг. 364, но для $u=2$.

вне зоны коммутации $a=A=\frac{\Theta_{N0}}{t_N}$. Тогда мы можем ЭДС движения в результирующем поле считать равною $e_W=e_F+e_A$.

Определение линейной нагрузки по уравн. (612b) мы покажем на примере фиг. 366, где принято: $u=3$, $\beta=\frac{b}{t_K}=\frac{8}{6}$ и $\varepsilon=\frac{|\tau-W|}{t_K}=$ $=1{,}5$. В каждой впадине лежат $2u=6$ катушечных сторон, три в нижнем слое ($1u$, $2u$, $3u$) и три в верхнем слое ($1o$, $2o$, $3o$). В каждой катушечной стороне ток коммутируется прямолинейно в течение времени, соответствующего ширине щетки b. Фазы коммутации для расположенных рядом в одном и том же слое катушечных сторон сдвинуты между собою на промежуток времени, соответствующий коллекторному делению t_K, а для нижнего и верхнего слоя — на промежуток времени, соответствующий отклонению εt_K ширины катушки от полюсного деления. Кривые $1u$, $2u$, $3u$ и $1o$, $2o$, $3o$ на фиг. 366 изображают отношение полного тока одной ка-

тушечной стороны к зубцовому делению, т. е. линейную нагрузку, соответствующую **о т д е л ь н о й** катушечной стороне, а их сумма изображает результирующую линейную нагрузку согласно уравн. (612b). Заштрихованная площадь изображает половину разности между полным током, получающимся при гладком якоре, бесконечно узких щетках и диаметральной обмотке, и действительно возникающим средним полным током Θ_A. Этот последний равен, таким образом,



Фиг. 366. К определению среднего во времени значения линейной нагрузки при прямолинейной коммутации. $u=3, \beta=\frac{8}{6}, \varepsilon=1{,}5$.

$$\Theta_A = \eta\tau A,$$

где

$$\eta = 1 - \frac{F}{\tau A}. \quad (612\text{c и d})$$

F можно найти, построив линейные нагрузки, которые соответствуют отдельным катушечным сторонам впадины ($1u$, $2u$, $3u$ и $1o$, $2o$, $3o$ на фиг. 366). Для этого надо найти площади этих кривых линейных нагрузок между средними линиями двух зон коммутации, отстоящих друг от друга на одно полюсное деление. Если затем вычесть каждую из этих площадей из $\frac{A\tau}{2u}$, то сумма разностей площадей изобразит площадь F, т. е. двукратную по сравнению с площадью, заштрихованною на фиг. 366. Эти операции выражаются уравнением

$$F = \frac{Ab}{u}\left\{\sum_{n=1}^{u}\left[\frac{(1+u-2n)+\varepsilon-\beta}{\beta}\right]_{+} + \sum_{n=1}^{u}\left[\frac{(1+u-2n)-\varepsilon-\beta}{\beta}\right]_{+} + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{u}\left[\frac{(1+u-2n)+\varepsilon+\beta}{2\beta}\right]^2_{0<1} + \sum_{n=1}^{u}\left[\frac{(1+u-2n)-\varepsilon+\beta}{2\beta}\right]^2_{0<1}\right\}. \quad (612\text{e})$$

Здесь знак + справа внизу у прямых скобок первых двух главных членов означает, что в расчет надо принимать только положительные члены, а знак $0<1$ у прямых скобок последних двух членов означает, что действительное взятое в скобки значение должно быть подставлено в том лишь случае, когда оно заключено в пределах между 0 и 1: если оно меньше нуля, то подставить надо 0, если оно больше единицы, то подставить нужно 1. Первые две суммы выражают части площади, относящиеся к отдельным катушечным сторонам нижнего и верхнего слоя в той области, где катушечная сторона не замкнута накоротко (горизонтальные части на фиг. 366), обе последние суммы выражают соот-

ветственные части во время короткого замыкания (наклонные части на фиг. 366). Для примера фиг. 366 мы получаем, таким образом,

$$F=\frac{Ab}{u}\left\{\left[\frac{3}{4}\left(\frac{7}{2}-\frac{4}{3}\right)+\frac{3}{4}\left(\frac{3}{2}-\frac{4}{3}\right)+0\right]+\left[0+0+0\right]+\right.$$

$$\left.+\left[1+1+\left(\frac{3}{8}\right)^2\left(-\frac{1}{2}+\frac{4}{3}\right)^2\right]+\left[\left(\frac{3}{8}\right)^2\left(\frac{1}{2}+\frac{4}{3}\right)^2+0+0\right]\right\}=$$

$$=\frac{Ab}{u}\,\frac{553}{128}=\frac{8}{6\cdot 3}\,\frac{553}{128}\,t_K A=1{,}92\,t_K A.$$

Пунктирная кривая на фиг. 366 изображает линейную нагрузку, которая при том же полном токе якоря Θ_A изменяется прямолинейно от $+A$ до $-A$.

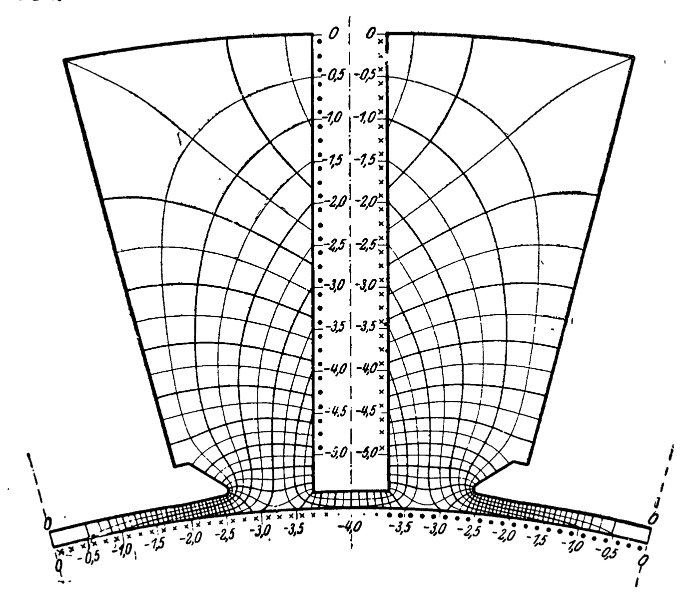
b) Картина поля. Для определения кривой поля от совместного действия якорной и статорных обмоток и для определения потока рассеяния дополнительных полюсов (гл. С) нужно построить картину поля. При этом можно не принимать во внимание влияние обмотки возбуждения главных полюсов, так как в области дуги наконечника дополнительного полюса оно ничтожно мало, а вне этой области и в воздушном пространстве между главным и дополнительным полюсами может быть учтено методом наложения (суперпозиции). Зубчатое строение якоря мы учитываем тем, что заменяем его зубчатую поверхность гладкою. Эта замещающая поверхность является приближенно цилиндрической поверхностью, расстояние которой от середины дополнительного полюса равняется $k_C\delta_W$, причем k_C означает коэфициент Картера, а δ_W действительную длину воздушного промежутка под серединою дополнительного полюса. Полные токи якорной обмотки, компенсационной обмотки и обмотки дополнительных полюсов заменяем линейными нагрузками.

Для якорной обмотки линейная нагрузка, согласно сказанному в § 7а, равняется отношению $\frac{\Theta_N}{t_N}$ полного тока впадины к зубцовому делению. Вне зоны коммутации линейная нагрузка неизменна по величине:

$$A=\frac{\Theta_{N0}}{t_N}=\frac{I}{2a}\,\frac{z}{\pi D}\,, \qquad (613a)$$

а в пределах зоны коммутации изменяется от $+A$ до $-A$ по кривой, которая вообще различна для различных обмоток и которую в каждом случае можно находить так же, как на фиг. 366. Для компенсационной обмотки мы задаемся линейной нагрузкой равномерно распределенной вдоль дуги полюсного наконечника главных полюсов, а для обмотки дополнительных полюсов — линейной нагрузкой, равномерно распределенной вдоль их боковых стенок. На приведенных ниже картинах поля мы в виде примера будем считать ширину зоны коммутации b_{WZ} равною дуге b_W наконечника дополнительного полюса и допустим, что линейная нагрузка в пределах этой зоны изменяется прямолинейно от $+A$ до $-A$. Это последнее допущение предполагает прямолинейную коммутацию и при любом $u=\frac{k}{N}$ наличие диаметральной обмотки и равенство $b=t_K$,

или при $u = 1$ наличие диаметральной обмотки и равенство $b = b_W$, или наличие хордовой обмотки и равенство $b = \varepsilon t_K = \frac{b_W}{2}$. Находящуюся против якоря поверхность наконечника дополнительного полюса мы считаем плоской, так что воздушный промежуток при конечном диаметре якоря несколько уширяется по направлению от середины к концам наконечника дополнительного полюса.



Фиг. 367. Результирующая картина поля, создаваемого полными токами якоря и добавочных полюсов в поперечном сечении машины без компенсационной обмотки.

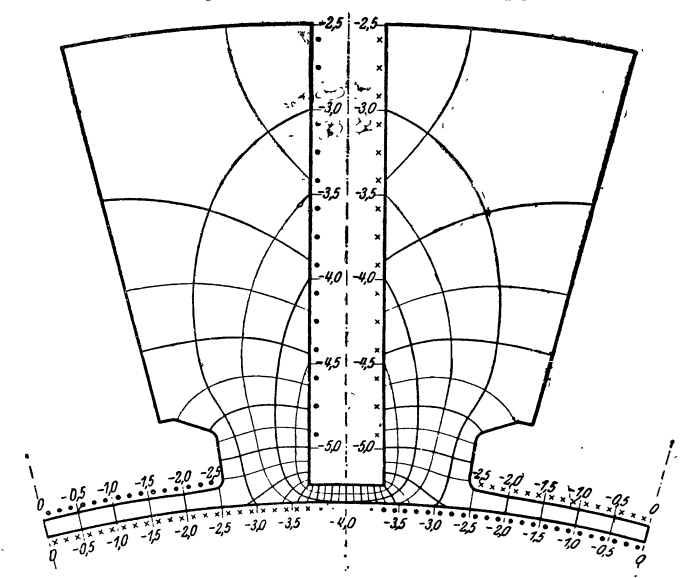
$$\frac{\Theta_F}{\Theta_A} = \frac{\Theta_P}{\Theta_A} = 1{,}25.$$

Полный ток обмотки дополнительных полюсов, включая полный ток компенсационной обмотки, если она имеется, всегда превосходит полный ток якорной обмотки; его вычисление мы рассмотрим в § С2. Здесь же мы предположим, что в одной цепи дополнительных полюсов полный ток Θ_F их обмотки и компенсационной обмотки превышает в 1,25 раза полный ток якорной обмотки, который при наших допущениях равняется

$$\Theta_A = \eta\tau A = \left(\tau - \frac{b_W}{2}\right) A. \tag{613b}$$

На фиг. 367 и 368, где в поперечном сечении представлена половина одной цепи дополнительных полюсов, — на фиг. 367 для машины без компенсационной обмотки,— а на фиг. 368 для машины с компенсационной обмоткой, — линейные нагрузки изображены точками и крестиками. Если потенциал по середине главных полюсов

обозначить через 0, то получаются указанные вдоль пограничных поверхностей воздушного пространства потенциалы в единицах напряжения воздушного промежутка U_{WL} под серединою дополнительного полюса. Тем самым нам даны концевые точки линий уровня на пограничных поверхностях, и мы можем по известному уже способу построить сетку линий уровня и линий поля. Приравняв магнитное напряжение единичной трубки разности потен-



Фиг. 368. Результирующая картина поля, создаваемого полными токами якорной обмотки, обмотки дополнительных полюсов и компенсационной обмотки, в поперечном сечении машины с компенсационной обмоткой $\frac{\Theta_F}{\Theta_A} = 1{,}25$.

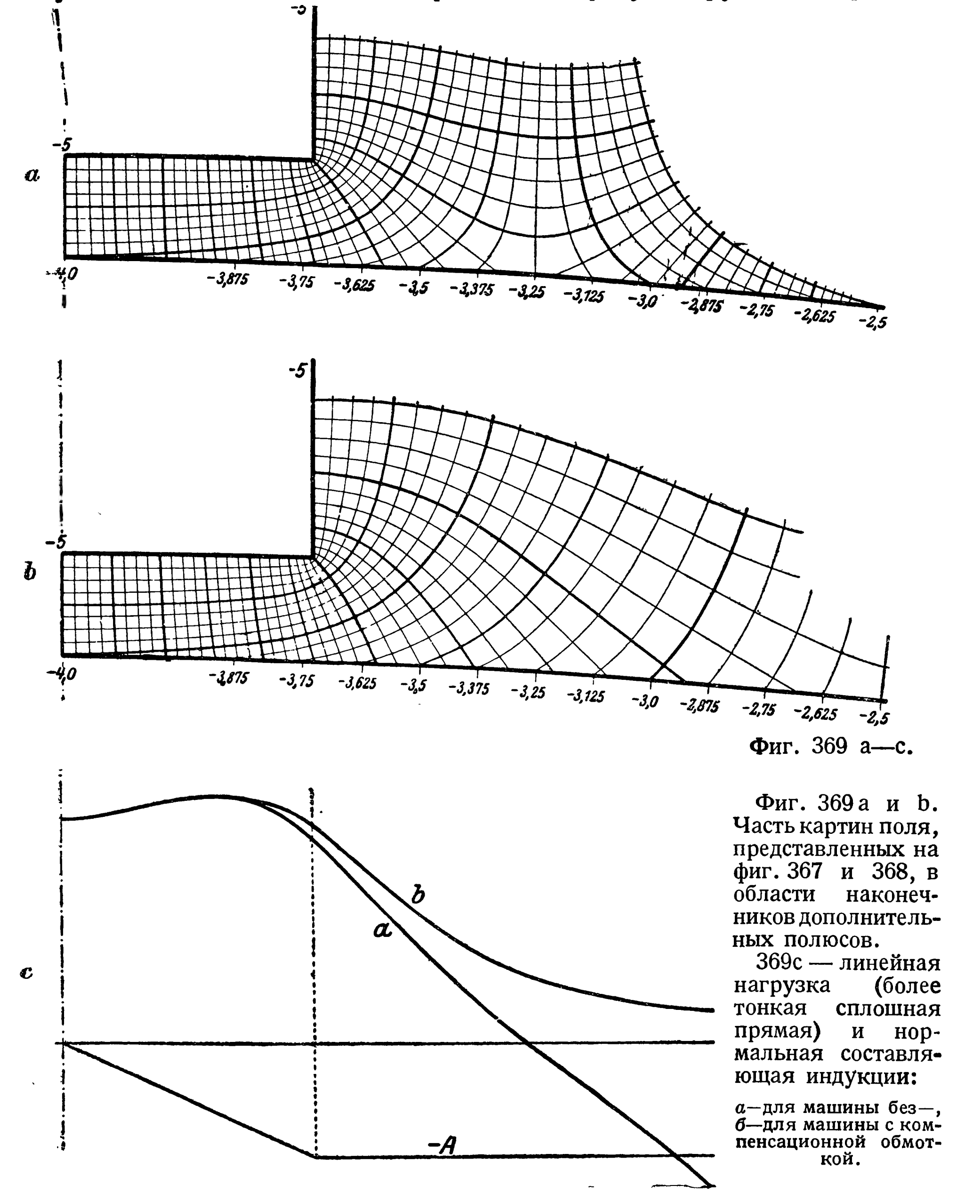
циалов между наконечником дополнительного полюса и поверхностью якоря в средней плоскости дополнительных полюсов, причем эта разность при бесконечно большой проницаемости железа равна

$$U_{WL} = \frac{\Theta_F + \Theta_A}{2}, \tag{613}$$

мы получаем единичные трубки, ограниченные более толстыми линиями на фиг. 367 и 368 и подразделенные более тонкими линиями каждая на две части. На фиг. 369a вычерчена отдельно часть картины поля под дополнительным полюсом для машины без компенсационной обмотки, на фиг. 369b — для машины с компенсационной обмоткой, в увеличенном масштабе, с восьмикратным подразделением единичных трубок.

Средняя нормальная составляющая B_n индукции по ширине кончающихся у окружности якоря частичных трубок обратно пропорциональна ширине частичных трубок у окружности якоря и вычисляется по уравн. (224a). B_n тем ближе к нормальной состав-

ляющей B_W, чем мельче подразделение картины поля. При принятом на фиг. 369а и b подразделении единичной трубки ($n = 8$) получаются показанные на фиг. 369с результирующие кривые



Фиг. 369 а—с.

Фиг. 369а и b. Часть картин поля, представленных на фиг. 367 и 368, в области наконечников дополнительных полюсов.

369с — линейная нагрузка (более тонкая сплошная прямая) и нормальная составляющая индукции:

а—для машины без—, *б*—для машины с компенсационной обмоткой.

поля B_W, причем кривая *a* относится к машине без компенсационной обмотки, а кривая *b* к машине с компенсационной обмоткой.

Сравнивая кривые поля для той и другой машины, мы убеждаемся, что у машины без компенсационной обмотки кривая поля в пространстве между наконечником дополнительного и наконечником главного полюса понижается очень круто, у машины же

с компенсационной обмоткой — постепенно. Поэтому машина с компенсационной обмоткой значительно менее чувствительна к неточному положению щеток и слишком узким дополнительным полюсам. Еще одним недостатком машины без компенсационной обмотки является большой поток рассеяния, способный при известных обстоятельствах так нагрузить в магнитном отношении сердечники дополнительных полюсов и ярмо, что окажется нарушенной пропорциональность между полем коммутации и якорным током.

Вследствие движения якорной катушки в поле, определяемом результирующей кривою поля B_W, статорное и якорное поля индуктируют результирующую ЭДС $e_W = e_F + e_A$. Для диаметральной обмотки с s витками имеем

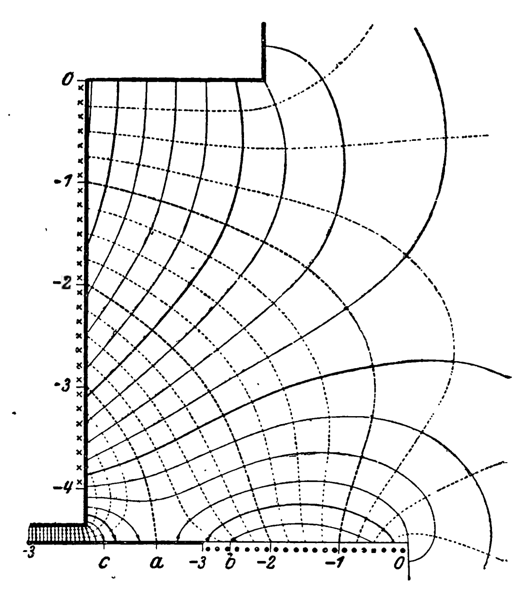
$$e_W = 2svB_W l_{Wi}, \tag{614}$$

где v означает окружную скорость якоря, а l_{Wi} теоретическую длину дополнительного полюса, которую мы определим в следующем параграфе 7c.

При хордовых обмотках следует в уравн. (614) подставлять для B_W среднее значение результирующих нормальных составляющих в тех местах окружности якоря, где находятся середины прорезей впадин обеих катушечных сторон. Эти нормальные составляющие индукции, разумеется, иные, чем при диаметральной обмотке, и определять их для хордовой обмотки следует на основании линейной нагрузки якоря, которая при этой обмотке получается.

c) Укороченные в осевом направлении наконечники дополнительных полюсов. Если длина наконечника дополнительного полюса в направлении вала якоря равна длине главных полюсов, то теоретическую длину l_{Wi} для дополнительных полюсов, которую надо вводить при вычислении результирующего потока, входящего в поверхность якоря, и результирующей ЭДС движения, можно считать приблизительно равной теоретической длине якоря l_i. Но весьма часто наконечники дополнительных полюсов бывают укорочены по отношению к осевой длине якоря, для того чтобы получилась меньшая длина витка у обмотки дополнительных полюсов, а значит и меньшая затрата обмоточного металла. В этом случае мы можем приближенно определить теоретическую длину l_{Wi} по картине поля в продольном разрезе машины, проведенном через середину дополнительного полюса. Такая картина поля машины без компенсационной обмотки представлена на фиг. 370 для того случая, когда отношение полного тока дополнительных полюсов к полному току якоря равняется $\left|\frac{\Theta_P}{\Theta_A}\right| = \left|\frac{\Theta_F}{\Theta_A}\right| = \frac{4}{3}$. При этом поперечный полный ток якорной обмотки заменен линейной нагрузкой, равномерно распределенной вдоль осевого выступа якорной обмотки сбоку от торцевых поверхностей. Для упрощения вычерчивания кривой поля допущено, что пространство под лобовыми соединениями заполнено железом. Вследствие такого допущения получается несколько преуменьшенное значение для l_{Wi}; практически эта ошибка ничтожно мала.

Если приписать потенциал 0 поверхности ярма, то получаются указанные на чертеже потенциалы на пограничных поверхностях воздушного пространства в единицах напряжения воздушного промежутка U_{WL}. Приблизительное распределение линий уровня показано пунктирными, а линий поля — сплошными линиями, причем более толстыми линиями ограничены единичные трубки. Точка a на поверхности якоря, где кончается линия уровня, исходящая из точки (—3) дополнительного полюса, имеет тот же потенциал, что и поверхность якоря, по средней линии дополнительного полюса, и получается из того условия, что сетка линий уровня и поля в своих наименьших частях должна состоять из квадратов. В этой точке a индукция на поверхности якоря меняет свой знак. Теоретическая длина полюсного наконечника получается по уравн. (228) с учетом знака потоков трубок. Если сосчитать активные трубки до того места сбоку от торцевой поверхности, где лежащие в осевом направлении проводники загнуты, т. е. до места, обычно отстоящего на 1—2 cm от торцевой поверхности (точка b на фиг. 370), то входящий через $\overline{ca}$ поток снова выходит через $\overline{ab}$, и учету подлежат только трубки до точки c. Произведение из числа активных единичных трубок на длину воздушного промежутка $k_G \delta_W$ равняется тогда теоретической длине наконечника дополнительного полюса.



Фиг. 370. Результирующая картина поля в продольном сечении через дополнительные полюса машины без компенсационной обмотки с укороченными наконечниками дополнительных полюсов.

При укороченных дополнительных полюсах полный ток их должен быть в соответствующей степени усилен, поскольку без изменения остались их поток и длина воздушного промежутка; поэтому мы на картине поля фиг. 370 задались относительно большим полным током дополнительного полюса. По картинам поля с различными осевыми длинами наконечников дополнительных полюсов можно в каждом случае найти экономически наивыгоднейшую длину дополнительных полюсов.

8. ЭДС от поперечного поля впадин.

Поток поперечного поля впадин, сцепленный с замкнутой щетками накоротко якорной катушкой, индуктирует в ней ЭДС

$$e_N = -L_N \frac{di}{dt}, \qquad (615)$$

где L_N означает результирующую индуктивность рассматриваемой якорной катушки; иными словами, в L_N должно быть также учтено влияние остальных, одновременно замкнутых накоротко катушек, которые лежат в тех же впадинах, что и катушечные стороны рассматриваемой якорной катушки.

За время периода короткого замыкания T ток каждой замкнутой щетками накоротко якорной катушки переходит от значения $\frac{I}{2a}$ к значению $-\frac{I}{2a}$. Если коммутация прямолинейна, то скорость изменения тока короткого замыкания на протяжении периода коммутации постоянна и равна

$$\frac{di}{dt} = -\frac{I}{aT}. \tag{615a}$$

Поэтому для ЭДС поперечного поля впадин мы получаем при прямолинейной коммутации

$$e_N = \frac{L_N}{T}\frac{I}{a}. \tag{616}$$

В общем случае, однако, L_N не есть величина постоянная, потому что коммутация отдельных катушечных сторон происходит в различные моменты времени.

Когда щетка никогда не замыкает накоротко больше одной катушки ($b \leqslant t_K$), то мы можем зависящую от впадин индуктивность одной катушки с s витками вычислить по уравн. (383), положив $\frac{2pq}{c^2} = 1$. Тогда имеем

$$L_{N_1} = s^2 l_i \Pi (\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2g\lambda_g),$$

где коэфициенты проводимости λ и коэфициент g определяются по уравн. (383a — d).

Для результирующей, зависящей от впадин индуктивности при произвольной ширине щетки можно соответственно написать:

$$\underline{L_N = s^2 l_i \Pi \lambda_R} \tag{617a}$$

или же, если l_i выражено в cm и если обмотка состоит из немагнитного металла ($\Pi = \Pi_0$):

$$L_N = 0{,}4\pi s^2 l_i \lambda_R 10^{-8} \ \text{H}, \tag{617b}$$

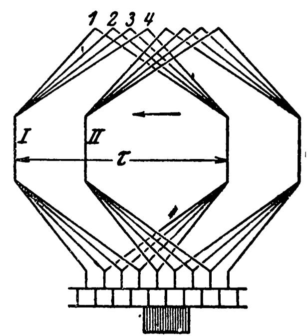
где не имеющая размерности величина λ_R представляет собою сумму коэфициентов проводимости. В дальнейшем мы будем называть ее коэфициентом индуктивности. Величина коэфициента индуктивности зависит от обмотки, и в дальнейшем мы подвергнем эту зависимость подробному исследованию. При этом мы сперва ограничимся более наглядной простой (одноходовой) петлевой обмоткой, а в § 8d распространим наши результаты и на другие обмотки. Первоначально мы также будем считать, что изолирующие прокладки между коллекторными пластинками бесконечно тонки.

а) Коэфициент индуктивности при диаметральных обмотках. Рассмотрим сперва диаметральную обмотку, т. е. обмотку с одина-

ковой у всех катушек шириной $W=\tau$. Пусть в каждой впадине лежат рядом u катушечных сторон (ср. фиг. 371, где $u=4$). Тогда у каждых u катушек, лежащих рядом на окружности якоря, катушечные стороны как верхнего, так и нижнего слоя лежат в общей впадине. При диаметральной обмотке катушечные стороны, лежащие друг над другом во впадине (принадлежащие различным катушкам) всякий раз проходят через короткое замыкание и выходят из него одновременно. Поэтому, если щетка никогда не замыкает накоротко больше одной катушки ($b \leqslant t_K$), то коэфициент индуктивности согласно уравн. (617) равен:

$$\lambda_{R_1} = \lambda_{su} + \lambda_{so} + 2g\lambda_g =$$
$$= \lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g \approx 4\lambda_N \qquad (618)$$

[ср. уравн. (384а), (386а) и (386), а также фиг. 247], где λ_N может быть найдено по уравн. (377 — 381).



Фиг. 371. Часть простой (одноходовой) петлевой обмотки с диаметральными катушками и $u = 4$.

Если щетка в рассматриваемый момент замыкает накоротко μ рядом лежащих катушек (на фиг. 371 $\mu=3$), у которых ν катушечных сторон, принадлежащих, например, верхнему слою, лежат в одной впадине (на фиг. 371 во впадине *I*, здесь $\nu=1$) и $\mu-\nu$ в смежной впадине (на фиг. 371 во впадине *II*, здесь $\mu-\nu=2$), то коэфициент индуктивности каждой катушки, которая замкнута щеткой накоротко и у которой верхняя катушечная сторона лежит во впадине (*I*), равняется

$$\lambda_R = \nu(\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g) \approx 4\nu\lambda_N, \qquad (619a)$$

а коэфициент индуктивности каждой катушки, у которой верхняя катушечная сторона лежит в смежной впадине (*II*), равняется

$$\lambda_R = (\mu-\nu)(\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g) \approx 4(\mu-\nu)\lambda_N. \qquad (619b)$$

Так как вообще μ и ν изменяются во время движения якоря, то коэфициент индуктивности во время коммутации не постоянен. Так, например, мы получаем для $u=4$ рядом лежащих во впадине катушек обмотки фиг. 371, представленный на фиг. 371а коэфициент индуктивности в функции положения середины изолирующей прокладки между концами рассматриваемой катушки.

Величину коэфициента индуктивности мы можем найти очень просто, не исследуя особо в каждом отдельном случае самую обмотку и положение замкнутых щетками накоротко катушечных сторон. Согласно фиг. 371, идущая впереди, в направлении движения, катушка (например *1*) входит в короткое замыкание раньше отстающей от нее катушки (например *2*) на время, соответствующее перемещению якоря на одно коллекторное деление t_K. У всех ка-

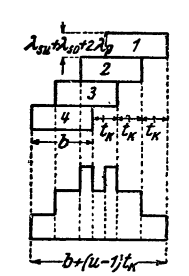
тушек период короткого замыкания соответствует перемещению коллектора на ширину щетки b. Поэтому, построив u прямоугольников, у которых ширина равняется ширине щетки b, а высота равняется $\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g$ [уравн. (618)] друг над другом и с взаимным смещением на коллекторное деление t_K в направлении движения коллектора (ср. фиг. 371b, где $u = 4$), мы получаем коэфициент индуктивности посредством сложения высот прямоугольников. Под прямоугольником на фиг. 371b представлен найденный по этому способу коэфициент индуктивности для всех лежащих во впадине $u = 4$ катушек в функции положения середины прорези впадины по отношению к зоне коммутации. К каждой из u катушек относится соответственный прямоугольник в верхней части чертежа.

Если представить коэфициент индуктивности в виде

$$\lambda_R = \varkappa (\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g) \approx 4\varkappa\lambda_N, \qquad (620)$$

то $\varkappa$ означает число прямоугольников, лежащих друг над другом в соответственной точке оси абсцисс. В верхних рядах на фиг. 373а—с ($\varepsilon = 0$) представлены коэфициенты индуктивности для других случаев.

Фиг. 371a. Результирующий коэфициент индуктивности λ_R катушек 1 — 4 на фиг. 371 в функции положения изолирующей прокладки между концами катушки относительно щетки.



Фиг. 371b. Определение λ_R в функции положения середины прорези впадины относительно зоны коммутации.

Максимальное значение коэфициента индуктивности мы получаем, подставив для $\varkappa$ наибольшее число лежащих друг над другом прямоугольников. Пользуясь сокращенным обозначением $\beta = \frac{b}{t_K}$, имеем

$$\left.\begin{aligned} &\text{при } \beta \leqslant u - 1:\ \varkappa_{max} = \beta + \gamma' \\ &\text{при } u - 1 < \beta:\ \varkappa_{max} = u \end{aligned}\right\}, \qquad (621)$$

где γ' является простою дробью ($0 \leqslant \gamma' < 1$), которая дополняет $\beta = \frac{b}{t_K}$ до ближайшего большего целого числа.

Если ЭДС поперечного поля впадин должна быть уничтожена посредством ЭДС движения, то при неизменной ЭДС движения на протяжении периода коммутации наименьшее отклонение кривой тока короткого замыкания от прямой линии получается в том случае, когда ЭДС движения по своей величине равна среднему значению средней ЭДС поперечного поля впадины за время коммутации u лежащих рядом катушек.

Среднее значение зависящей от впадин индуктивности одной якорной катушки получается из уравн. (620), если в него подставить для $\varkappa$ среднее значение числа лежащих друг над другом высот прямоугольников, взятое по ширине щетки. Тогда для u лежащих рядом во впадине катушек, как это видно из фиг. 371b,

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa_{cp\,1} &= \frac{1}{\beta}[\beta \quad + (\beta-1)_+ + (\beta-2)_+ + \\
&\quad + (\beta-3)_+ + \ldots + \big(\beta-(u-1)\big)_+], \\
\varkappa_{cp\,2} &= \frac{1}{\beta}[(\beta-1)_+ + \beta \quad + (\beta-1)_+ + \\
&\quad + (\beta-2)_+ + \ldots + \big(\beta-(u-2)\big)_+], \\
\varkappa_{cp\,3} &= \frac{1}{\beta}[(\beta-2)_+ + (\beta-1) + \beta \quad + \\
&\quad + (\beta-1)_+ + \ldots + \big(\beta-(u-3)\big)_+], \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
\varkappa_{cp\,u} &= \frac{1}{\beta}[\big(\beta-(u-1)\big)_+ + \big(\beta-(u-1)+ \\
&\quad +1\big)_+ + \ldots(\beta-1)_+ + \beta].
\end{aligned}\right\} \qquad (622a)$$

Знак $+$ у отдельных членов означает, что в расчет следует принимать только положительные члены. Отсюда — среднее значение для всех u катушек, лежащих во впадине рядом,

$$\begin{aligned}
\varkappa_{cp} &= 1 + \frac{2}{u\beta}[(u-1)_+(\beta-1)_+ + (u-2)_+(\beta-2)_+ + \\
&+ \ldots + (\beta-(u-1))_+] = 1 + \frac{2}{u\beta}\sum_{n=1}^{+}(u-n)(\beta-n),
\end{aligned} \qquad (622)$$

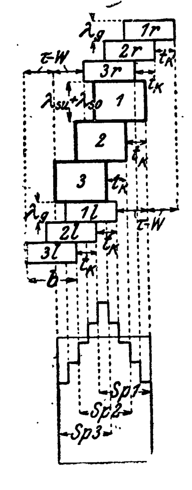
где знак $+$ над знаком суммы означает, что суммирование следует распространить только на положительные члены. Среднее значение $\varkappa$ для всех u катушек вообще больше среднего значения $\frac{\beta u}{\beta+u-1}$, взятого по участку оси абсцисс $b+(u-1)\,t_K$. В таблице 18 на стр. 437 приведены значения $\varkappa_{cp}$ для различных обмоток; при $u=1$ получается $\varkappa_{cp}=1$, независимо от ширины щетки. Таблица 19 содержит коэфициенты индуктивности в единицах $\lambda_N \approx \frac{\lambda_{su}+\lambda_{so}+2\lambda_g}{4}$, причем максимальное значение коэфициента индуктивности указано в скобках.

b) **Коэфициент индуктивности при хордовых обмотках.** При хордовой обмотке с шириною катушки W замкнутые смежными щетками накоротко катушечные стороны лежат не точно над или под катушечными сторонами рассматриваемой катушки, а смещены относительно них (ср. фиг. 372). Катушечная сторона, которая лежит непосредственно над (или под) правой катушечной стороной рассматриваемой катушки и катушка которой замыкается накоротко смежной щеткой справа, входит в короткое замыкание и покидает его раньше, при движении обмотки справа налево, на время, соответствующее перемещению одной точки окружности коллектора на длину $\tau - W$ (τ и W приведены к окружности коллектора). Катушечная сторона, лежащая непосредственно под (или над) левой катушечной стороной рассматриваемой катушки и катушка которой замыкается накоротко смежною щеткою слева, входит в короткое замыкание позже и покидает его на то же

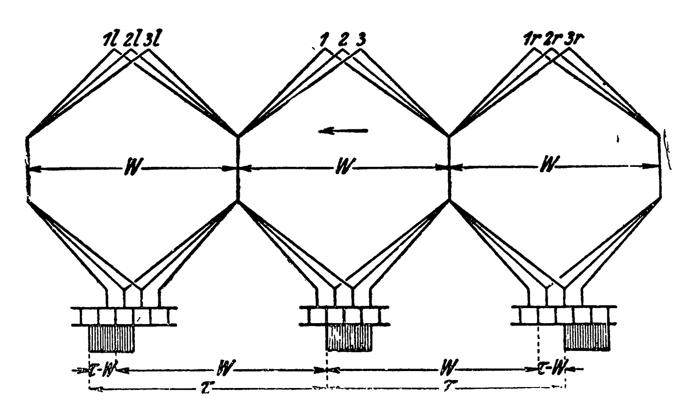
время позже. Поэтому взаимоиндуктивность замкнутых смежными щетками накоротко катушек проявляется отчасти раньше, отчасти позже, чем при диаметральной обмотке.

Величину коэфициента индуктивности, слагающуюся из коэфициентов индуктивности катушечных сторон, замыкаемых накоротко одной и той же щеткой, и коэфициентов индуктивности катушечных сторон, замыкаемых накоротко смежными щетками, мы можем снова определить с помощью смещенных между собою прямоугольников, как это показано в верхней части фиг. 372а. Прямоугольники *1*—*3* соответствуют самоиндуктивностям $u = 3$ катушек, лежащих во впадине рядом; они смещены между собою на одно коллекторное деление t_K в направлении вращения; их высота равна $\lambda_{su} + \lambda_{so}$ [уравн. (383а и b)].

Остальные прямоугольники соответствуют взаимоиндуктивностям катушечных сторон, замкнутых накоротко смежными щетками, и все они имеют высоту λ_g [уравн. (383с)]; $2\lambda_g$ всегда несколько



Фиг. 372а. Определение результирующего коэфициента индуктивности в функции положения середины прорези впадины относительно зоны коммутации для обмотки на фиг. 372. Тонкая горизонталь указывает среднее значение среднего коэфициента индуктивности.



Фиг. 372. Часть простой (одноходовой) петлевой обмотки с хордовыми катушками: $\varepsilon = 1{,}5$, $u = 3$.

меньше, чем $\lambda_{su} + \lambda_{so}$. Верхние прямоугольники, обозначенные через $1r, 2r, 3r$, учитывают влияние катушечных сторон, замкнутых накоротко смежною щеткою справа; они смещены на $(\tau - W)$ против направления вращения (вправо) относительно обозначенных теми же цифрами больших прямоугольников *1*, *2*, *3*. Нижние прямоугольники, обозначенные через $1l$, $2l$ и $3l$, учитывают влияние катушечных сторон, замкнутых накоротко смежною щеткою слева; они смещены на $(\tau - W)$ в направлении вращения (влево) относительно прямоугольников *1*, *2*, *3*. Для отрицательных значений $(\tau - W)$ группы прямоугольников $1r$, $2r$, $3r$ и $1l$, $2l$, $3l$ меняются своими положениями. На результирующем коэфициенте индуктивности это ничуть не отражается, потому что прямоугольники обеих групп всегда имеют одну и ту же высоту λ_g.

Под прямоугольниками представлен на фиг. 372а результирующий коэфициент индуктивности для $u=3$ якорных катушек, замкнутых накоротко одной щеткой. Если представить коэфициент индуктивности в виде

$$\lambda_R = \varkappa(\lambda_{su} + \lambda_{so}) + \varkappa'\lambda_g, \tag{623}$$

то $\varkappa$ означает число лежащих друг над другом прямоугольников высотою $\lambda_{su} + \lambda_{so}$, а $\varkappa'$ — число прямоугольников высотою λ_g.

Так как $2\lambda_g$ близко по величине к $\lambda_{su} + \lambda_{so}$ [ср. уравн. (383а — с)] и согласно уравн. (386) $\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g \approx 4\lambda_N$, то с большим приближением

$$\lambda_R \approx (2\varkappa + \varkappa')\lambda_N, \tag{624}$$

где λ_N определяется по уравн. (377 — 381). Наибольшая ошибка возникает при $\varkappa' = 0$ и в практических случаях достигает около — 10%.

Таблица 18.

Числовые значения $\varkappa_{cp}$ и $\varkappa'_{cp}$ для вычисления среднего значения среднего коэфициента индуктивности $\lambda_{R\,cp} \approx (2\varkappa_{cp} + \varkappa'_{cp})\lambda_N$ при различных u, ε и β [уравн. (625, 629, 585, 586)]. Для диаметральных обмоток $\varkappa'_{cp} = 2\varkappa_{cp}$, при $u = 1$, $\varkappa_{cp} = 1$.

β	$u = 2$				$u = 3$			$u = 4$		
	$\varkappa'_{cp}$ для $\varepsilon =$				$\varkappa'_{cp}$ для $\varepsilon =$			$\varkappa'_{cp}$ для $\varepsilon =$		
	$\varkappa'_{cp}$	1	2	3	$\varkappa'_{cp}$	$1^1/_2$	3	$\varkappa'_{cp}$	2	4
0,5	1,000	1,000	0	0	1,000	0	0	1,000	1,000	0
1,0	1,000	1,000	0	0	1,000	1,000	0	1,000	1,000	0
1,5	1,333	1,670	0,333	0	1,444	1,333	0,222	1,500	1,667	0,167
2,0	1,500	2,000	0,500	0	1,667	2,000	0,333	1,750	2,000	0,250
2,5	1,600	2,400	1,000	0,200	1,933	2,400	0,667	2,100	2,600	0,500
3,0	1,667	2,670	1,333	0,333	2,111	2,889	0,889	2,333	3,000	0,667
3,5	1,714	2,860	1,710	0,710	2,238	3,240	1,333	2,572	3,500	1,000
4,0	1,750	3,000	2,000	1,000	2,333	3,580	1,667	2,750	3,875	1,250
6,0	1,833	3,333	2,670	2,000	2,556	4,380	3,000	3,167	5,167	2,750

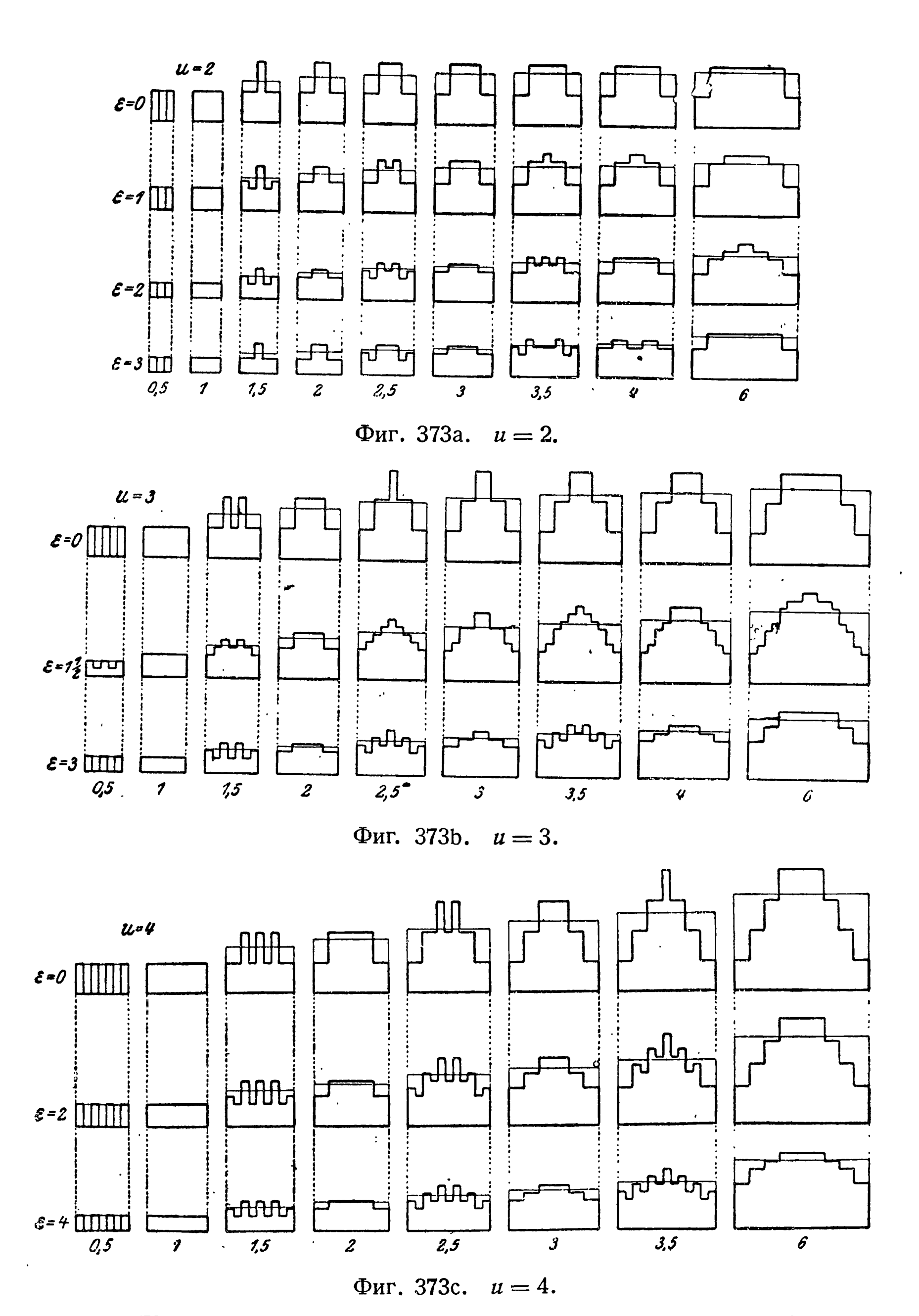
На фиг. 373а-с показаны коэфициенты индуктивности для

$$\varepsilon = \frac{|\tau - W|}{t_K} \tag{625}$$

равного 0, 1, 2 и 3 при $u = 2$, для $\varepsilon = 0$, $1^1/_2$ и 3 при $u = 3$ и для $\varepsilon = 0$, 2 и 4 при $u = 4$, причем положено $\frac{\lambda_{su} + \lambda_{so}}{2} = \lambda_g = \lambda_N$.

При петлевых обмотках с уравнительными соединениями ε всегда кратно $\frac{u}{2}$. В самом деле, для любых обмоток

$$\tau - W = \left(\frac{N}{2p} - \eta_1\right) u t_K, \tag{626a}$$



Фиг. 373a. $u = 2$.

Фиг. 373b. $u = 3$.

Фиг. 373c. $u = 4$.

Фиг. 373 a—c. Результирующий коэфициент индуктивности в функции положения середины прорези впадины относительно зоны коммутации при щетках различной ширины ($\beta = \frac{b}{t_K} = 0{,}5 \div 6$) и различных отклонениях $\varepsilon\, t_K$ ширины катушки от полюсного деления. Тонкие горизонтали указывают среднее значение среднего коэфициента индуктивности.

если через η_1 обозначить измеряемую в зубцовых делениях t ширину катушки.

Так как при петлевой обмотке, в виду наличия уравнительных соединений, $\frac{N}{p}$ всегда должно быть числом целым, то получается

$$\varepsilon = \frac{|\tau - W|}{t_K} = \left| \frac{N}{p} \frac{u}{2} - \eta_1 u \right| = g \frac{u}{2}, \qquad (626b)$$

где g может равняться любому целому числу (включая 0).

Максимальное значение коэфициента индуктивности у хордовой обмотки всегда меньше, чем у диаметральной обмотки, и при $u - 1 < \varepsilon$ и $\beta \leqslant \varepsilon$ становится минимальным и равным $\frac{\lambda_{su} + \lambda_{so}}{\lambda_{su} + \lambda_{so} + 2\lambda_g}$ максимального для диаметральной обмотки значения.

Среднее значение средних коэфициентов индуктивности всех u катушек, лежащих рядом во впадинах, мы получаем из уравн. (624), подставив в него вместо $\varkappa$ и $\varkappa'$ соответственные средние значения $\varkappa_{cp}$ и $\varkappa'_{cp}$. $\varkappa_{cp}$ определяется по уравн. (622), как при диаметральной обмотке. Среднее значение $\varkappa'_{cp}$ получается из фиг. 372a, если принять во внимание, что, при нахождении среднего значения для всех u катушек, катушечные стороны, замкнутые накоротко смежною щеткою справа, имеют такое же влияние,

Таблица 19.

Числовые значения отношения $\rho = \frac{\lambda_{R_{cp}}}{\lambda_N}$, а в скобках $\frac{R_{max}}{\lambda_N}$ при различных u, ε и β

β	$u = 2$ для $\varepsilon =$				$u = 3$ для $\varepsilon =$			$u = 4$ для $\varepsilon =$		
	0	1	2	3	0	$1^1/_2$	3	0	2	4
0,5	4,00 (4)	3,00 (3)	2,00 (2)	2,00 (2)	4,00 (4)	2,00 (2)	2,00 (2)	4,00 (4)	3,00 (3)	2,00 (2)
1,0	4,00 (4)	3,00 (3)	2,00 (2)	2,00 (2)	4,00 (4)	3,00 (3)	2,00 (2)	4,00 (4)	3,00 (3)	2,00 (2)
1,5	5,33 (8)	4,33 (6)	3,00 (4)	2,67 (4)	5,77 (8)	4,22 (5)	3,11 (4)	6,00 (8)	4,67 (6)	3,17 (4)
2,0	6,00 (8)	5,00 6)	3,50 (4)	3,00 (4)	6,67 (8)	5,33 (6)	3,67 (4)	7,00 (8)	5,50 (6)	3,75 (4)
2,5	6,40 (8)	5,60 (7)	4,20 (5)	3,40 (4)	7,73 (12)	6,27 (8)	4,53 (6)	8,40 (12)	6,80 (9)	4,70 (6)
3,0	6,67 (8)	6,00 (7)	4,67 (5)	3,67 (4)	8,44 (12)	7,11 (9)	5,11 (6)	9,33 (12)	7,67 (9)	5,33 (6)
3,5	6,86 (8)	6,29 (8)	5,14 (6)	4,11 (5)	8,95 (12)	7,72 (10)	5,81 (7)	10,3 (16)	8,64 (12)	6,14 (8)
4,0	7,00 (8)	6,50 (8)	5,50 (6)	4,50 (5)	9,33 (12)	8,25 (10)	6,33 (7)	11,0 (16)	9,37 (12)	6,75 (8)
6,0	7,33 (8)	7,00 (8)	6,33 (8)	5,67 (6)	10,2 (12)	9,50 (12)	8,15 (9)	12,7 (16)	11,5 (14)	9,08 (10)

как и катушки, замкнутые накоротко смежною щеткою слева. Это среднее значение составляет

$$\begin{aligned}\varkappa'_{cp}=\frac{2}{u\beta}\Big[(\beta-|\varepsilon|)_+ &+(\beta-|\varepsilon-1|)_+ +\ldots+(\beta-|\varepsilon-(u-1)|\Big)_+ +\\ +(\beta-|\varepsilon+1|)_+ &+(\beta-|\varepsilon|)_+ +\ldots+(\beta-|\varepsilon-(u-2)|)_+ +\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\ +(\beta-|\varepsilon+u-1|)_+ &+(\beta-|\varepsilon+u-2|)_+ +\ldots+(\beta-|\varepsilon|_+\Big] =\\ =\frac{2}{u\beta}\Big[u(\beta-|\varepsilon|)_+ &+\sum_{n=1}^{+}(u-n)(\beta-|\varepsilon-n|)+\\ &+\sum_{n=1}^{+}(u-n)(\beta-|\varepsilon+n|)\Big],\end{aligned}\tag{627}$$

где для выражений, ограниченных вертикальными черточками, всегда следует подставлять абсолютную величину. Знак $+$ у отдельных членов означает, что в расчет следует принимать только положительные члены. Знак $+$ над знаком суммы означает, что суммирование следует распространить только на положительные члены.

На фиг. 372а при $\beta=2{,}5$, $\varepsilon=1{,}5$, $u=3$ имеем, например,

$$2\varkappa_{cp}=\frac{2}{3\cdot2{,}5}[(3\cdot2{,}5)+2(2\cdot1{,}5+1\cdot0{,}5)]=\frac{29}{7{,}5},$$

$$\varkappa'_{cp}=\frac{2}{3\cdot2{,}5}[3\cdot1+(2\cdot2+1\cdot2)]=\frac{18}{7{,}5}$$

и таким образом по уравн. (624)

$$\lambda_{R_{cp}}\approx\frac{47}{7{,}5}\lambda_N=6{,}27\lambda_N.$$

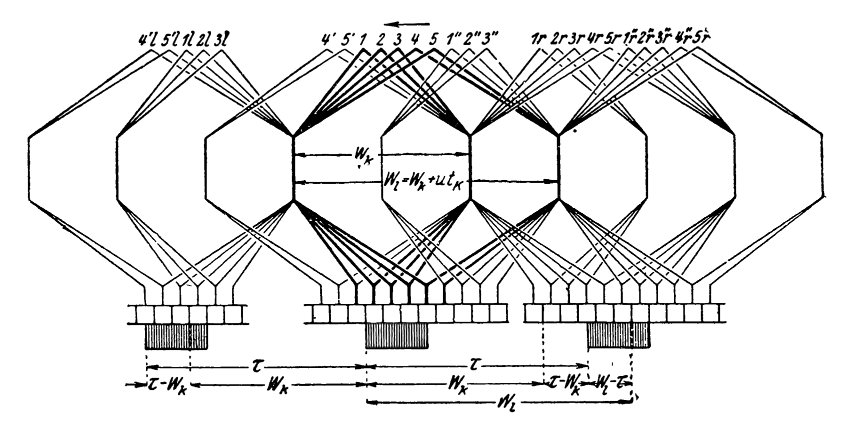
Значения $\varkappa_{cp}$ и $\varkappa'_{cp}$ приведены для важнейших обмоток в таблице 18. В таблице 19 даны средние и максимальные значения коэфициентов индуктивности в единицах $\lambda_N\approx\frac{\lambda_{su}+\lambda_{so}}{2}\approx\lambda_g$. На фиг. 373а — с средние значения среднего коэфициента индуктивности указаны тонкими линиями.

c) Коэфициент индуктивности при ступенчатой обмотке. При ступенчатых обмотках смягчены расхождения между индуктивностями отдельных якорных катушек и скачки на протяжении периода коммутации, так как здесь катушечные стороны тех катушек, которые в верхнем слое лежат рядом в одной и той же впадине, распределены в нижнем слое между двумя впадинами.

При определении коэфициента индуктивности ступенчатой обмотки нам надо рассмотреть порознь короткие и длинные катушки. На фиг. 374 отдельно вычерчена часть ступенчатой обмотки с $u=5$ и $u_k=3$ короткими катушками (*1*, *2*, *3*) и $u_l=2$ длинными катушками (*4* и *5*).

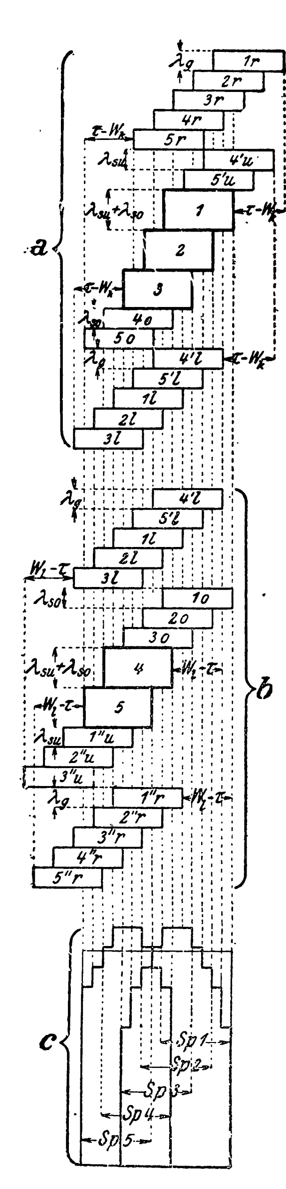
Рассмотрим сперва короткие катушки (*1*, *2*, *3*) и представим себе, что якорь движется справа влево с неизменной скоростью, так что путь, проходимый одною точкой коллектора, служит мерою времени. Сперва входит в короткое замыкание катушка *1*, за нею — остальные, каждая на одно коллекторное деление позже преды-

дущей. Самоиндуктивности катушек *1*, *2*, *3* изображены на фиг. 374а в виде прямоугольников *1*, *2* и *3*, сдвинутых между собою на одно коллекторное деление в направлении вращения. Рядом с левыми катушечными сторонами катушек *1*, *2* и *3* лежат еще в той же впадине стороны катушек *4* и *5*, замыкаемые накоротко тою же щеткой, что и катушки *1*, *2* и *3*, если щетка имеет надлежащую ширину. Они входят в короткое замыкание позже, чем катушка *3*, опять-таки со взаимным сдвигом во времени, равным одному коллекторному делению. Прямоугольники 4*о* и 5*о* на фиг. 374а, соответствующие частичным индуктивностям верхних (левых) сторон катушек *4* и *5*, смещены таким образом на одно коллекторное деление между собою и относительно прямоугольника *3* в направлении вращения



Фиг. 374. Часть простой (одноходовой) петлевой ступенчатой обмотки; $u_k = 3$, $u_l = 2$; $\varepsilon_k = \varepsilon_l = 2{,}5$.

(влево). Рядом с правыми сторонами катушек *1*, *2* и *3* лежат в той же впадине стороны катушек *4'* и *5'*, которые тоже, при надлежащей ширине щеток, замыкаются накоротко той же щеткой, что и катушки *1*, *2* и *3*. Они входят в короткое замыкание раньше, чем катушка *1*, и взаимный сдвиг у них тоже составляет одно коллекторное деление. Поэтому прямоугольники 4'*u* и 5'*u* на фиг. 374а, соответствующие частичным индуктивностям этих катушечных сторон, смещены на одно коллекторное деление между собою и относительно прямоугольника *1* против направления вращения (вправо). Над правыми сторонами катушек *1*, *2* и *3* лежат в той же впадине левые стороны катушек 1*r*, 2*r*, 3*r*, 4*r* и 5*r*, замыкаемых накоротко смежною щеткою справа (при надлежащей ее ширине). Катушка 1*r* входит в короткое замыкание на $\tau - W_k$ раньше, чем катушка *1*, остальные — позже, чем катушка 1*r*, с взаимным сдвигом, составляющим одно коллекторное деление. Поэтому прямоугольники, соответствующие частичным индуктивностям катушечных сторон 1*r* ÷ 5*r*, занимают представленное на фиг. 374а положение; их надо сдвинуть относительно прямоугольников *1*, *2* и *3* в обратную сторону, если величина $\tau - W_k$ отрицательна (если ширина катушки больше полюсного деления). Под левыми сторонами катушек *1*, *2* и *3* лежат в той же впадине правые стороны



Фиг. 374 а—с. Определение результирующего коэфициента индуктивности в функции положения середины прорези впадины относительно зоны коммутации на фиг. 374; *а* — для трех коротких, *b* — для двух длинных катушек, *с* — коэфициент индуктивности.

катушек $4'l$, $5'l$, $1l$, $2l$, $3l$. Катушка $3l$ входит в короткое замыкание на $\tau - W_k$ позже, чем катушка *3*; остальные — раньше, чем катушка $3l$, с взаимным сдвигом, составляющим одно коллекторное деление. Получается представленное на фиг. 374а положение прямоугольников. Складывая на фиг 374а высоты прямоугольников, соответствующих в определенные моменты коэфициентам проводимости, мы получаем результирующий коэфициент индуктивности катушек *1*, *2* и *3* (фиг. 374с).

Для длинных катушек на фиг. 374b показаны так же, как на фиг. 374а, соответствующие коэфициентам проводимости прямоугольники, а на фиг. 374с — коэфициенты индуктивности длинных катушек *4* и *5*. Если ширина W_l длинных катушек меньше полюсного деления, то величина $W_l - \tau$ становится отрицательной, и прямоугольники, которые соответствуют частичным индуктивностям катушечных сторон, замкнутых накоротко смежными щетками, должны быть сдвинуты в противоположную сторону относительно прямоугольников *4* и *5*.

Из примера фиг. 374а — с непосредственно вытекает способ определения коэфициентов индуктивности u_k коротких (или u_l длинных) катушек при какой угодно ступенчатой обмотке:

Прежде всего следует начертить $u + u_l$ (или $u + u_k$) прямоугольников, смешенных между собою на одно коллекторное деление ($4'u$, $5'u$, *1*, *2*, *3*, *4o*, *5o* на фиг. 374а или $1o$, $2o$, $3o$, *4*, *5*, $1''u$, $2''u$, $3''u$ на фиг. 374b). Из числа этих прямоугольников средние u_k (или u_l) прямоугольников имеют высоту $\lambda_{su} + \lambda_{so}$ (*1*, *2*, *3* на фиг. 374а или *4*, *5* на фиг. 374b), а из числа остальных $2u_l$ (или $2u_k$) прямоугольников одна половина имеет высоту λ_{so} ($4o$, $5o$ на фиг. 374а или $1o$, $2o$, $3o$ на фиг. 374b), а другая половина имеет высоту λ_{su} ($4'u$, $5'u$ на фиг. 374а или $1''u$, $2''u$, $3''u$ на фиг. 374b). Далее следует построить две группы прямоугольников, из которых каждая содержит u прямоугольников, смещенных между собою на одно коллекторное деление и имеющих каждый высоту λ_g, причем левая сторона одной из этих двух групп смещена относительно левой стороны первой группы, состоящей из $u + u_l$ (или $u + u_k$) прямо-

угольников, на $\tau - W_k$ (или $W_l - \tau$) вправо, а правая сторона другой из этих двух груп относительно правой стороны первой группы на $\tau - W_k$ (или $W_l - \tau$) влево. Отрицательные значения $\tau - W_k$ (или $W_l - \tau$) требуют смещения в противоположном направлении. Сумма высот прямоугольников в области u_k (или u_l) средних прямоугольников (выделенных толстыми линиями на фиг. 374a и b) дает нам коэфициенты индуктивности коротких (или длинных) катушек вдоль ширины зоны коммутации, которая для каждой отдельной катушки равняется ширине соответственного прямоугольника.

Представить коэфициент индуктивности в виде

$$\lambda_R = \varkappa_s (\lambda_{su} + \lambda_{so}) + \varkappa_u \lambda_{su} + \varkappa_0 \lambda_{so} + \varkappa_g \lambda_g \approx (2\varkappa_s + \varkappa_u + \varkappa_o + \varkappa_g) \lambda_N, \quad (628)$$

где $\varkappa_s$ означает число лежащих друг над другом прямоугольников (*1*—*3* на фиг. 374a), соответствующих катушками, которые замыкаются накоротко тою же щеткой, что и рассматриваемая катушка, и лежат с нею в одних и тех же впадинах; $\varkappa_u$ или $\varkappa_o$ означает число лежащих друг над другом прямоугольников, соответствующих катушкам, которые замыкаются накоротко одною и тою же щеткой, но имеют только одну общую впадину с рассматриваемой катушкой ($4'u$ и $5'u$ или $4o$ и $5o$ на фиг. 374a); $\varkappa_g$ означает число лежащих друг над другом прямоугольников, соответствующих катушкам, которые замыкаются накоротко смежными щетками.

Средний коэфициент индуктивности для отдельной якорной катушки мы получаем снова, разделив на ширину щетки площадь, которую кривая коэфициента индуктивности рассматриваемой катушки образует с осью абсцисс. Среднее значение среднего коэфициента индуктивности для u лежащих рядом на окружности якоря катушек мы получаем из суммы средних коэфициентов индуктивности отдельных катушек, разделив ее на u. Тогда получается:

$$\varkappa_{s\,cp} = \frac{1}{u\beta}\left\{ u\beta + 2\left[\sum_{n=1}^{+}(u_k - n)(\beta - n) + \sum_{n=1}^{+}(u_l - n)(\beta - n)\right]\right\} \quad (628a)$$

$$\varkappa_{u\,cp} = \varkappa_{o\,cp} =$$

$$= \frac{1}{u\beta}\left\{\sum_{n=1}^{u_l}[(\beta - n)_+ + (\beta - (n+1))_+ + \ldots + (\beta - (n + u_k - 1))_+] + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{u_k}[(\beta - n)_+ + (\beta - (n+1))_+ + \ldots + (\beta - (n + u_l - 1))_+]\right\}, \quad (628b)$$

$$\varkappa_{g\,cp} = \frac{2}{u\beta}\left\{u_k \sum_{n=0}^{u_l}(\beta - |\varepsilon_k - n|)_+ + \sum_{n=1}^{+}(u_k - n)(\beta + |\varepsilon_k + n|) + \right.$$

$$+ \sum_{n=1}^{+}(u_k - n)(\beta - |\varepsilon_k - u_l - n|) +$$

$$+ u_l \sum_{n=0}^{u_k}(\beta - |\varepsilon_l - n|)_+ + \sum_{n=1}^{+}(u_l - n)(\beta - |\varepsilon_l + n|) +$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{+}(u_l - n)(\beta - |\varepsilon_l - u_k - n|)\right\} \quad (628c)$$

где

$$\varepsilon_k = \frac{\tau - W_k}{t_K} \text{ и } \varepsilon_l = \frac{W_l - \tau}{t_K} = u + \frac{W_k - \tau}{t_K}. \qquad \text{(628d и e)}$$

Первая сумма в уравн. (628b) и первые три суммы в уравн. (628c) характеризуют влияние коротких катушек, остальные суммы — влияние длинных катушек.

Для представленной на фиг. 374 обмотки имеем $u = 5$,

$$u_k = 3,\ u_l = 2,\ \varepsilon_k = \varepsilon_l = 2{,}5,\ \beta = 3{,}5.$$

Тогда

$$2x_{s\,cp} = \frac{2}{5 \cdot 3{,}5}\left\{5 \cdot 3{,}5 + 2\left[(2 \cdot 2{,}5 + 1 \cdot 1{,}5) + (1 \cdot 2{,}5)\right]\right\} = \frac{2}{17{,}5}\,35{,}5,$$

$$x_{u\,cp} + x_{o\,cp} = \frac{2}{5 \cdot 3{,}5}\left\{[2{,}5 + 1{,}5 + 0{,}5] + [1{,}5 + 0{,}5] + \right.$$

$$\left. + [2{,}5 + 1{,}5] + [1{,}5 + 0{,}5] + [0{,}5]\right\} = \frac{2}{17{,}5}\,13,$$

$$x_{g\,cp} = \frac{2}{5 \cdot 3{,}5}\left\{3(1 + 2 + 3) + (2 \cdot 0 + 1 \cdot 0) + (2 \cdot 3 + 1 \cdot 2) + \right.$$

$$\left. + 2(1 + 2 + 3 + 3) + (1 \cdot 0) + (1 \cdot 2)\right\} = \frac{2}{17{,}5}\,46$$

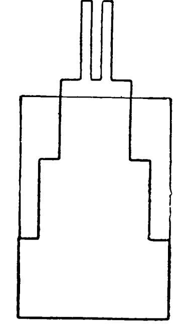
и

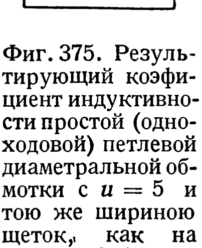
$$\lambda_{R\,cp} \approx (2x_{s\,cp} + x_{u\,cp} + x_{o\,cp} + x_{g\,cp})\,\lambda_N = \frac{2}{17{,}5}\,94{,}5\,\lambda_N = 10{,}8\,\lambda_N.$$

$\lambda_{R\,cp}$ на фиг. 374с показано тонкими линиями.

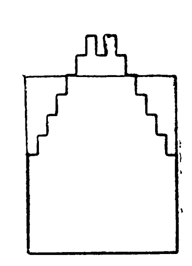
Среднее значение средних коэфициентов индуктивности при ступенчатых обмотках обычно не на много ниже максимального значения. Для сравнения на фиг. 375 представлен коэфициент индуктивности диаметральной обмотки, а на фиг. 376 — хордовой обмотки с $\varepsilon = \frac{u}{2}$, причем приняты та же ширина щетки, то же число лежащих рядом во впадине катушечных сторон и тот же коэфициент проводимости λ_N, как для фиг. 374с. Среднее значение зависящей от впадин индуктивности при ступенчатой обмотке согласно фиг. 374 ($\lambda_{R\,cp} = 10{,}8\,\lambda_N$) не на много ниже, чем при диаметральной обмотке ($\lambda_{R\,cp} = 11{,}1\,\lambda_N$); но разности между наибольшими и наименьшими значениями зависящей от впадин индуктивности значительно меньше, чем при диаметральной обмотке и при той хордовой обмотке, которой мы задались. При ступенчатой обмотке получается, поэтому, в случае постоянного вдоль зоны коммутации внешнего поля коммутации наименьшее отклонение от прямолинейной коммутации. Меньшая индуктивность хордовой обмотки ($\lambda_{R\,cp} = 9\,\lambda_N$) достигается за счет увеличения ширины результирующей зоны коммутации. Эта ширина при хордовой обмотке на половину зубцового деления, а при ступенчатой обмотке — на одну десятую зубцового деления больше, чем при диаметральной обмотке. На фиг. 374с, 375 и 376 основание кривой коэфициента индуктивности одинаково, потому что эта кривая построена вдоль зоны коммутации одной катушечной стороны.

Когда при ступенчатой обмотке с $u=2$ число $\frac{N}{p}$ нечетно и ширина одной из рядом лежащих двух катушек настолько же меньше полюсного деления, насколько ширина другой больше его, то при ширине щетки, равной двойному коллекторному делению, на протяжении коммутации получается почти неизменный и одинаковый для всех катушек коэфициент индуктивности. Наибольшие разности в практических случаях составляют обычно меньше 10%; часть такой обмотки представлена отдельно на фиг. 377.





Фиг. 375. Результирующий коэфициент индуктивности простой (одноходовой) петлевой диаметральной обмотки с $u = 5$ и тою же шириною щеток, как на фиг. 374 с.



Фиг. 376. То же для хордовой обмотки с $\varepsilon=2{,}5$. Тонкие горизонтали указывают среднее значение среднего коэфициента индуктивности.

На фиг. 377а отложен для различных значений ширины щетки результирующий коэфициент индуктивности одной из двух катушек вдоль ширины щетки; для другой катушки получается зеркальное изображение этой кривой. Для сравнения указаны тонкими линиями коэфициенты индуктивности диаметральной обмотки.

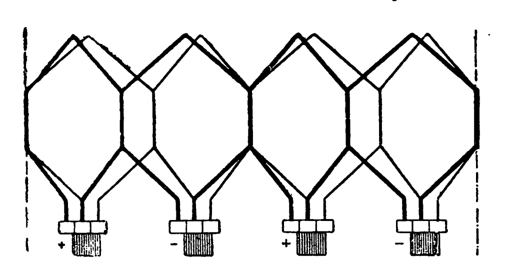
d) Многократная (многоходовая) петлевая обмотка и волновая обмотка. Мы видели в § 3b, что период короткого замыкания катушки у многократной петлевой обмотки, по сравнению с периодом его у простой петлевой обмотки, сокращается, а у практически встречающихся волновых обмоток с $2p$-группами щеток удлиняется; конечная толщина изолирующих прокладок между пластинами имеет следствием небольшое сокращение периода короткого замыкания. У m-кратной волновой обмотки с двумя только группами щеток период короткого замыкания одного обхода с p катушками таков же, как у одной катушки m-кратной петлевой обмотки. Выводы, к которым мы пришли в § 8a—c, справедливы для каких угодно обмоток, если заменить действительную ширину щетки b теоретической шириною b_j, определяемой по уравн. (585) или (586).

Значения $\varkappa_{cp}$ и $\varkappa'_{cp}$ для вычисления коэфициента индуктивности по уравн. (622) и (627) мы можем брать и для многократных петлевых обмоток, а также для волновых обмоток с $2p$ лежащими на коллекторе группами щеток из таблицы 18, положив

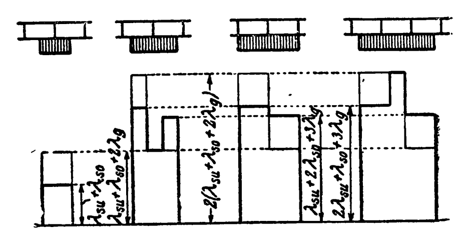
$$\beta = \frac{b}{t_K}. \tag{629}$$

Для промежуточных значений β и ε значения $\varkappa_{cp}$ и $\varkappa'_{cp}$ определяются посредством интерполяции. Самый коэфициент индуктивности можно посредством интерполяции брать из таблицы 19 при β согласно уравн. (629).

При волновых обмотках с двумя группами щеток искрение на них зависит, однако, не от ЭДС, индуктируемой в отдельной якорной катушке, а от суммы ЭДС в p последовательно соединенных катушках одного обхода. Эти p катушек при $u > 1$ обычно лежат в различных местах впадины, вследствие этого, как и при ступенчатой обмотке, несколько смягчаются колебания коэфициента индуктивности отдельных обходов (состоящих из p последовательно соединенных катушек). Максимальное значение индуктивности одного обхода по этой же причине обычно несколько меньше, чем p-кратная величина максимального значения для одной катушки.



Фиг. 377. Часть простой (одноходовой) петлевой ступенчатой обмотки с $u = 2$ и нечетным $\frac{N}{p}$, $\varepsilon_k = \varepsilon_l = 1$.



Фиг. 377а. Результирующий коэфициент индуктивности одной катушки в обмотке фиг. 377, в функции положения изолирующей прокладки между концами катушки относительно ширины щетки, при щетках различной ширины. Тонкие линии относятся к диаметральной обмотке.

9. ЭДС от лобового поля.

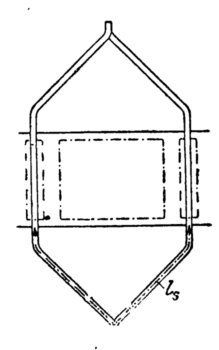
ЭДС от лобового поля якоря мы могли бы вычислить так же, как ЭДС от поля поверхности якоря, сведя ее к ЭДС движения. Но лобовые соединения катушки расположены не в осевом направлении, как проводники на поверхности якоря, а наклонены относительно вала якоря и простираются приблизительно на одно полюсное деление вдоль окружности якоря. Поэтому для вычисления ЭДС движения пришлось бы найти распределение поля якоря на окружности его лобовых соединений, а при помощи плоской картины поля это уже неосуществимо. Едва ли также было бы здесь допустимо заменять распределенный в пространстве полный ток лобовых соединений линейною нагрузкою, так как головки обмотки обычно имеют довольно значительную радиальную глубину. По этой причине предпочтительнее вычислять ЭДС, индуктируемую в лобовом соединении якорной катушки, как ЭДС покоя. Тогда при прямолинейной коммутации, соответственно уравн. (615 и 616),

$$e_S = -L_S \frac{di}{dt} = \frac{L_S}{T} \frac{I}{a}, \tag{630}$$

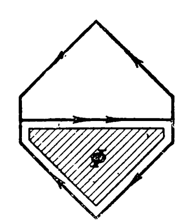
где L_S означает результирующую индуктивность лобовых соединений якорной катушки, т. е. индуктивность, соответствующую той части потока катушки вне поверхности якоря, которая сцеплена с короткозамкнутой катушкой и возбуждается токами всех одновременно замкнутых накоротко катушек. При этом мы можем пре-

небречь влиянием катушек, замкнутых накоротко смежными щетками, так как у всех якорных обмоток (ср., например, фиг. 100а) лобовые соединения этих катушек расположены вне области заметного магнитного влияния. Таким образом нам нужно принять в расчет, кроме самоиндуктивности, еще только взаимоиндуктивность катушек, замкнутых накоротко одной и тою же щеткой.

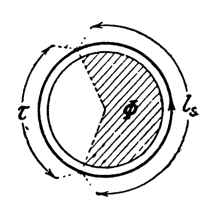
Положение замкнутой щетками накоротко катушки относительно главных и дополнительных полюсов представлено в развертке на



Фиг. 378 а. Положение одной короткозамкнутой якорной катушки относительно главного и дополнительных полюсов.



Фиг. 378 b. Эквивалентный контур для вычисления «самоиндуктивности» лобового соединения.



Фиг. 378 с. Упрощенный эквивалентный контур.

фиг. 378а. Согласно сказанному в § II М3с, мы получаем самоиндуктивность лобового соединения из потока, возбуждаемого линейным контуром замещения на фиг. 378b в пределах заштрихованной площади, стороны которой проходят параллельно торцевой поверхности на расстоянии ξ от нее и параллельно средней линии лобового соединения катушки на расстоянии, равном среднему геометрическому расстоянию сечения катушечной стороны от этой средней линии. Подавляющая часть потока, возбуждаемого током в среднем проводнике фиг. 378b, замыкается на торцевых поверхностях главных полюсов и гасится, вследствие высокой частоты коммутации, токами в обмотке возбуждения, замкнутой через сеть, и вихревыми токами в полюсе. Приняв далее во внимание, что у катушек с небольшим сечением катушечной стороны возбуждаемая катушкой индукция быстро убывает по мере удаления от катушечной стороны, мы видим, что погрешность в вычислении самоиндуктивности катушки не может быть значительной, если считать самоиндуктивность лобового соединения длиною l_s равною $\frac{l_s}{l_s+\tau}$ самоиндуктивности круглой катушки с тем же сечением катушечной стороны, и средней длиною витка $U=l_s+\tau$. В качестве потока, которым определяется самоиндуктивность, введен поэтому поток сквозь заштрихованную на фиг. 378с поверхность. Для вычисления самоиндуктивности и результирующей индуктивности короткозамкнутой якорной катушки мы можем тогда воспользоваться

простою формулой Корндёрфера [уравн. (427) в § II M3g] и выведенными из нее формулами.

Для самоиндуктивности одной якорной катушки с s витками (2 лобовыми соединениями) получается тогда

$$L_{S_1} = 3{,}6\, s^2 l_S \sqrt{\frac{l_S + \tau}{2(h+b)}}\, 10^{-9}\, \mathrm{H} \tag{631}$$

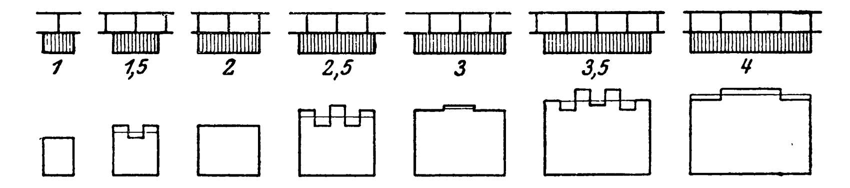
и для взаимоиндуктивности между k-ой и $(k+n)$-ой катушкой

$$M_n = 1{,}8\, s^2 l_S \sqrt{l_S + \tau}\left[\frac{(n+1)^2}{\sqrt{u_{n+1}}} - \frac{2n^2}{\sqrt{u_n}} + \frac{(n-1)^2}{\sqrt{u_{n-1}}}\right] 10^{-9}\,\mathrm{H}, \tag{632}$$

где надо положить

$$u_n = 2\left[h + n(b+\delta) - \delta\right] \tag{632a}$$

и все длины подставить в cm. Значение h, b и δ явствует из фиг. 264. На фиг. 379 представлена для одного практического случая ($\delta : b : h = 1:3:9$) результирующая лобовая индуктивность короткозамкну-



Фиг. 379. Лобовая индуктивность одной якорной катушки в функции положения изолирующей прокладки между концами катушки при щетках различной ширины ($\beta = 1 \div 4$). Тонкие горизонтали указывают среднее значение.

той якорной катушки в функции положения изолирующей прокладки между соответственными коллекторными пластинами при различных отношениях $\beta = \frac{b_j}{t_K}$. При этом принято, что лобовые соединения отдельных катушек распределены по окружности якоря равномерно, так что средние линии смежных катушечных сторон даже при нескольких лежащих рядом во впадине катушечных сторонах ($u > 1$) всегда находятся между собой на одинаковом расстоянии $b + \delta$ (ср. фиг. 380a для $u = 2$). Но обычно u катушечных сторон, лежащих рядом во впадине, бывают изолированы совместно. Тогда расстояние между средними линиями двух смежных катушечных сторон различных впадин (обозначенное на фиг. 380b через $b + \delta''$) обычно несколько больше расстояния между средними линиями смежных катушечных сторон о д н о й и т о й ж е в п а д и н ы ($b + \delta'$). Лобовая индуктивность тогда не будет одинакова для всех катушек, но это различие не существенно и обычно можно не принимать его во внимание. Для δ надо тогда вводить среднее значение

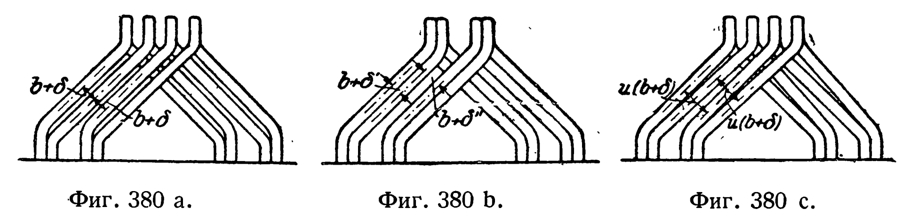
$$\delta = \frac{(u-1)\delta' + \delta''}{u}. \tag{633}$$

Подобным же образом надо вводить среднее значение δ при устройстве лобовых соединений по фиг. 380с.

Мы видим из фиг. 379, что лобовая индуктивность во время коммутации изменяется гораздо меньше, чем индуктивность впадины. Мы вправе поэтому основывать расчет на некотором среднем значении лобовой индуктивности. Для этого среднего значения получается при выражающемся целым числом отношении $\beta = \frac{b}{t_K}$ по уравн. (429)

$$L_{S\,cp} = 2{,}55 \cdot \beta s^2 l_S \sqrt{\frac{l_S + \tau}{h + \beta(b + \delta) - \delta}} \cdot 10^{-9}\ \text{H}, \tag{634}$$

где длины надо подставлять в cm. Это же выражение с достаточным приближением правильно и при дробных значениях β. Средние значения лобовой индуктивности представлены на фиг. 379 тонкими горизонтальными линиями.



Фиг. 380 a. Фиг. 380 b. Фиг. 380 c.

Различные устройства катушечных головок при $u = 2$.

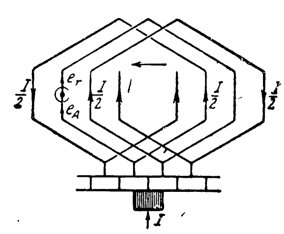
10. Средства для уничтожения искрения.

а) Сводка результатов вычисления ЭДС коммутации. В § 5—9 мы разложили ЭДС, индуктируемую при прямолинейной коммутации в одной якорной катушке, на фиктивные составляющие, вызываемые: 1) статорным полем (e_F, § 5), 2) полем поверхности якоря (e_A, § 6), 3) поперечным полем впадин (e_N, § 8), 4) лобовым полем якоря (e_S, § 9). Для машин с дополнительными полюсами мы в § 7 объединили ЭДС e_F и e_A в результирующую ЭДС e_W, которую можно вычислять как ЭДС движения в поле, сообща возбуждаемом полными токами якорной обмотки, обмотки дополнительных полюсов и компенсационной обмотки. ЭДС e_N и e_S пропорциональны току короткого замыкания; мы можем их поэтому объединить в ЭДС покоя $e_r = e_N + e_S$. ЭДС движения e, которую мы ввели в § 2, соответствует ЭДС $e_W = e_F + e_A$; ЭДС „самоиндукции" $-L\frac{di}{dt}$ соответствует ЭДС покоя $e_r = e_N + e_S$, так что $L = L_N + L_S$.

ЭДС e_r и e_A всегда одинаковы по направлению. Когда при указанных на фиг. 381 токах в ветвях якорь движется справа влево мимо неподвижной щетки, то ЭДС покоя $e_r = -L\frac{di}{dt}$ стремится поддержать первоначальное направление тока в короткозамкнутой катушке и направлена поэтому в левой катушечной стороне вверх. Токи в ветвях возбуждают в левой зоне коммутации магнитное

поле, направленное вверх (правило штопора) и обозначенное на чертеже кружком с точкой. Это поле индуктирует по правилу правой руки в короткозамкнутой катушке ЭДС движения e_A, имеющую с e_r общее направление. Чтобы уничтожить сумму ЭДС e_r+e_A фиктивною ЭДС движения e_F в статорном поле, e_F должна иметь знак, обратный знаку e_A, и $e_W=e_F+e_A$ — знак, обратный знаку e_r. Результирующее поле, создающее ЭДС движения e_W, должно быть направлено против фиктивного поля якоря.

При вычислении e_N и e_S мы не проводили различия между машинами без дополнительных полюсов и машинами с дополнительными полюсами и компенсационной обмоткой. На величину e_N дополнительные полюса и компенсационная обмотка не влияют; но e_S может несколько уменьшиться при компенсационной обмотке, имеющей большой вылет по торцевым сторонам машины. Так как, однако, e_S обычно мала по сравнению с e_N, то мы можем пренебречь этим влиянием. Подытожим теперь важнейшие результаты исследований, произведенных в §§ 8 и 9 относительно ЭДС e_N и e_S, а затем рассмотрим порознь влияние ЭДС e_F и e_A для машин без дополнительных полюсов и для машин с дополнительными полюсами.


Фиг. 381. Определение направления e_r и e_A.

ЭДС покоя e_r в якорной катушке мы получаем по уравн. (616 и 630) равной

$$e_r=\frac{I}{a}\frac{v}{b_j}(L_N+L_S), \tag{635}$$

положив

$$T=\frac{b_j}{v}. \tag{635a}$$

Здесь I означает суммарный якорный ток, a — половинное число параллельных якорных ветвей и v — окружную скорость коллектора. Теоретическую ширину щетки b_j нужно вычислять по уравн. (585) для одно- и многократных петлевых и волновых обмоток, если у этих последних на коллекторе лежат все $2p$ группы щеток, и по уравн. (586) для одно- и многократных волновых обмоток при двух группах щеток. L_N означает зависящую от впадин индуктивность, L_S — лобовую индуктивность.

Индуктивности можно в каждом отдельном случае находить согласно сказанному в §§ 8 и 9. Их сумма различна для каждых $u=\frac{k}{N}$ лежащих рядом на окружности якоря катушек и вообще на протяжении периода коммутации характеризуется скачками. Эти различия и скачки обусловлены преимущественно индуктивностью, зависящей от впадин, и значительно смягчены при хордовых и особенно при ступенчатых обмотках, причем тогда понижается и максимальное значение индуктивности.

Если бы в якорной катушке, замкнутой щетками накоротко, индуктировалась только ЭДС e_r ($e_F + e_A = 0$), то искрение на щетках зависело бы в первую очередь от максимального значения этой ЭДС, возникающего непосредственно перед размыканием цепи короткого замыкания. Это максимальное значение при обыкновенных (т. е. не ступенчатых) обмотках является в то же время максимальным возникающим за время коммутации значением для той части ЭДС e_r, которая обусловлена зависящей от впадин индуктивностью и обычно составляет подавляющую часть e_r; при ступенчатых обмотках оба максимальных значения могут несколько расходиться между собою. Некоторое влияние на искрение под щетками оказывает также время, в течение которого действует максимальное значение ЭДС e_r. Как мы видели в §§ 8 и 9, среднее значение средней индуктивности каждых *u* лежащих рядом на окружности якоря катушек не на много меньше максимального значения индуктивности; поэтому мы будем основываться на среднем значении для суждения о возможности безискровой коммутации.

Представим $L_{N\,cp}$ в виде

$$L_{N\,cp} = 4\pi s^2 l_i \cdot \rho\lambda_N 10^{-9} \text{ H}. \tag{636}$$

Здесь l_i означает теоретическую длину якоря в cm, которою определяется поток впадин. Ее мы можем с достаточной точностью считать равною той теоретической длине якоря, которую мы ввели при вычислении характеристики холостого хода (§ II G2d). s означает число последовательно соединенных витков одной якорной катушки; $\rho\lambda_N$ — среднее значение среднего коэфициента индуктивности впадины, причем λ_N представляет собою не имеющий размерности коэфициент проводимости впадины, который определяется уравн. (377 — 381). Коэфициент ρ, также не имеющий размерности, можно при простых одноходовых петлевых обмотках и простых волновых обмотках с двумя группами щеток брать из таблицы 19 на стр. 439. У ступенчатых обмоток среднее значение коэфициента индуктивности очень близко к его значению у обыкновенной обмотки с среднею шириною катушки *u* лежащих рядом катушечных сторон ступенчатой обмотки. Преимущество ступенчатой обмотки заключается, главным образом, в том, что при ней уменьшены отклонения от среднего значения зависящей от впадин индуктивности по сравнению с обыкновенной обмоткой. У многократных петлевых обмоток и у волновых обмоток с $2p$ группами щеток можно брать значения также из таблицы 19, если подставлять β согласно уравн. (629). Для промежуточных значений β и $\varepsilon = \frac{(\tau - W)}{t_K}$ можно находить значения ρ посредством интерполяции.

$L_{S\,cp}$ мы получаем по уравн. (634), которое справедливо как для диаметральных и хордовых, так и для ступенчатых обмоток.

С помощью найденных таким путем индуктивностей $L_{N\,cp}$ и $L_{S\,cp}$ мы получаем по уравн. (635) среднее значение ЭДС e_r.

$$e_{r\,cp} = \frac{I}{a}\frac{v}{b_j}(L_{N\,cp} + L_{S\,cp}). \tag{637}$$

Оно выражается в вольтах, если поставить ток I в амперах, окружную скорость v коллектора в cm/sec., теоретическую ширину щетки b_j в cm и индуктивности $L_{N\,cp}$ и $L_{S\,cp}$ в H.

b) Машины без дополнительных полюсов. Кроме ЭДС покоя $e_r = e_N + e_S$, в короткозамкнутой якорной катушке индуктируются еще ЭДС e_F и e_A. Мы вычисляем их сумму $e_W = e_F + e_A$ как ЭДС движения в результирующем поле, которое создают якорная обмотка и обмотка возбуждения. Для диаметральной обмотки, при щетках, расположенных в геометрически нейтральной зоне, мы вычислили кривую поля в § A1 (ср. фиг. 317e), а в § A4b показали способ ее вычисления по картинам поля при хордовых обмотках и сдвинутых щетках.

Когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне, то e_r и e_W направлены в одну и ту же сторону. Нормальная составляющая индукции убывает у генератора и возрастает у двигателя в направлении вращения (ср. фиг. 317e). В конце периода коммутации результирующая ЭДС по этой причине меньше у генератора, чем у двигателя. Следовательно, в отношении искрения на щетках генератор находится в несколько лучших условиях, чем двигатель. Но это различие невелико, если зона коммутации не слишком широка, т. е. при обмотках, у которых ширина катушки близка к полюсному делению и у которых во впадине лежит рядом немного катушечных сторон. Тогда нам приходится считаться только со средним значением ЭДС движения e_W. Оно равно, когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне, ЭДС движения e_A в фиктивном поле якоря B_q (ср. фиг. 317b). Указанные в § 6 скачки e_A мы можем здесь не принимать во внимание, так как их высота составляет всего лишь незначительную долю ЭДС e_A.

Таким образом, в якорной катушке, замкнутой щетками накоротко, действует сумма ЭДС $|e_A|$ и $|e_r|$. Ток в якорной катушке уже не может тогда коммутироваться прямолинейно, как мы это предположили при вычислении ЭДС. Но мы можем основываться на ЭДС, которые бы возникли при прямолинейной коммутации, для суждения о том, способна ли машина без дополнительных полюсов практически работать без искрения. По данным опыта безискровый ход при щетках, стоящих в геометрически нейтральной зоне, и при ширине щетки, превышающей коллекторное деление не больше, чем в три раза, еще возможен, когда при петлевых обмотках и волновых обмотках с $2p$ группами щеток

$$e_A + e_{r\,cp} < 2 \div 3\ \text{V}, \qquad (638a)$$

а при волновых обмотках с 2 группами щеток

$$p(e_A + e_{r\,cp}) < 2 \div 3\ \text{V}, \qquad (638b)$$

Когда у машин без дополнительных полюсов щетки сдвинуты из геометрически нейтральной зоны в том направлении, какого требует безискровая коммутация, то фиктивные ЭДС e_F и e_A действуют друг против друга, и результирующая ЭДС движе-

ния $e_W = e_F + e_A$, при надлежащем смещении щеток ($\alpha > \alpha'$, ср. фиг. 317е и 323), направлена против ЭДС покоя e_r. Но при сдвинутых щетках нормальная составляющая индукции очень резко изменяется вдоль зоны коммутации (ср. фиг. 317b — e), причем она по абсолютной величине увеличивается ($\alpha > \alpha'$) у генератора и убывает у двигателя в направлении вращения. Поэтому, если установить щетки так, чтобы сумма средних значений e_r и e_W равнялась нулю ($\alpha > \alpha'$), то коммутация у генератора вначале замедляется, а затем ускоряется, у двигателя же — наоборот. Так как некоторое ускорение коммутации перед размыканием цепи короткого замыкания действует благоприятно (см. § B2), то при равенстве прочих условий генератор несколько менее склонен к искрению, чем двигатель. Чтобы изменение ЭДС движения на протяжении периода коммутации было по возможности невелико, поле в зоне коммутации должно изменяться только в малой степени, а это достижимо при широком междуполюсном пространстве и соответственной форме полюсов посредством применения обмотки с возможно узкой зоной коммутации. Если при этих условиях у машины с независимым или шунтовым возбуждением щетки установить так, чтобы ЭДС $e_{r\,cp}$ уничтожалась приблизительно при половинной нагрузке, то при холостом ходе и полной нагрузке будет сохраняться средний остаток $\mp \frac{e_A + e_{r\,cp}}{2}$ результирующей ЭДС. Этот остаток не должен превышать приблизительно 2 V, для того чтобы возможна была практически безискровая работа, иными словами при петлевых обмотках и волновых обмотках с $2p$ группами щеток надо, чтобы

$$e_A + e_{r\,cp} < 4 \text{ V}, \tag{639a}$$

а при волновых обмотках с 2 группами щеток.

$$p\,(e_A + e_{r\,cp}) < 4 \text{ V}. \tag{639b}$$

В условиях (638 и 639 a и b) пределы указаны, разумеется, только с грубым приближением. Верхние пределы предполагают наличие твердых угольных щеток с относительно большим переходным сопротивлением. На пределы влияет в некоторой степени также сопротивление цепи катушки и отношение ширины щетки к коллекторному делению. Вследствие большей крутизны кривой нормальной составляющей индукции в зоне коммутации и вследствие неизбежного отклонения от правильной установки щеток машина в отношении искрения всегда будет несколько чувствительнее при сдвинутых щетках и предельном напряжении 4 V, чем при щетках, стоящих в геометрически нейтральной зоне и предельном напряжении 2 V.

У машин с последовательным возбуждением, при сдвинутых из геометрически нейтральной зоны щетках, возрастает, по мере усиления якорного тока, и создаваемая обмоткою возбуждения нормальная составляющая индукции. Но вследствие насыщения железа эта составляющая не пропорциональна якорному

току, так что и у сериесных машин предел допустимого напряжения $e_A + e_{r\,ср}$ можно повысить только в незначительной степени, приблизительно до 6 V.

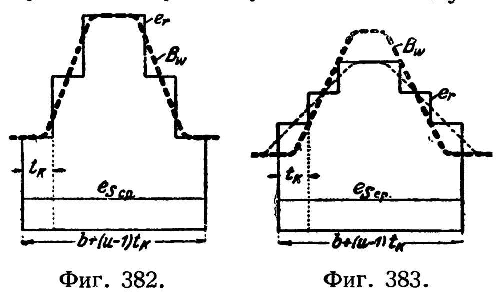
c) Машины с дополнительными полюсами. Во всех катушечных сторонах, лежащих во впадине рядом, индуктируется поперечным полем впадины одна и та же ЭДС e_N, которую мы можем представить в функции положения середины прорези впадины, содержащей эти катушечные стороны (ср. фиг. 373а — с). Если бы отсутствовали скачки в кривой e_N, то мы могли бы совершенно уничтожить e_N посредством ЭДС e_W от движения в надлежащем коммутирующем поле; однако из-за скачков в e_N это в полной мере неосуществимо. В принципиально ином положении находится ЭДС e_S, индуктируемая лобовым полем. Правда, в том случае, когда лобовые соединения катушек распределены по окружности якоря равномерно (фиг. 380а), мы получаем для всех катушек, лежащих во впадине рядом одну и ту же кривую e_S, если построить ее в функции положения средней плоскости между коллекторными пластинами, к которым присоединены концы катушки (фиг. 379). Но если построить ее в функции положения середины прорези впадины, содержащей катушечные стороны нижнего или верхнего слоя, то вообще получаются для u лежащих рядом катушек различные кривые (ср., например, фиг. 371а с фиг. 371b). Однако, расхождения между этими кривыми незначительны, потому что e_S колеблется в небольших пределах около среднего значения $e_{S\,ср}$ (ср. фиг. 379), Мы можем поэтому без заметной погрешности считать, что и ЭДС e_S в функции от положения середины прорези впадины одинакова для всех катушек, а именно равна $e_{S\,ср}$ [уравн. (634)]. Складывая $e_{S\,ср}$ и e_N, мы получаем кривую

$$\underline{e_r \approx e_{S\,ср} + e_N,} \tag{640}$$

с которой должна по возможности совпадать взятая с отрицательным знаком кривая ЭДС движения e_W от поля коммутации.

При *диаметральных обмотках* стороны каждой катушки смещены между собою на одно полюсное деление, так что построенная в функции положения середины прорези впадины кривая e_r изображает то распределение результирующего поля коммутации, к которому следует стремиться для возможно полного уничтожения e_r. На фиг. 382, в виде примера, отложена вдоль зоны коммутации для обмотки с $u = 4$ и $\beta = 3$, в предположении, что $e_{S\,ср} = \frac{1}{6} e_{N\,ср}$, кривая e_r по уравн. (640) (тонкая сплошная ступенчатая кривая). Пунктирная, более жирная кривая изображает плавную кривую поля, которая близка к кривой e_r и которой можно было бы достигнуть при очень узком воздушном промежутке, придав надлежащую форму наконечнику дополнительного полюса. Для ее построения выбран такой масштаб ординат, что она изображает также взятую с отрицательным знаком ЭДС e_W. Разность между обеими

кривыми, — это остаточная ЭДС, которая не может значительно препятствовать прямолинейной коммутации в виду своей высокой частоты. Нужная в нашем примере, „наиболее благоприятная" кривая поля B_W имеет по середине зоны коммутации значительно бо́льшие значения, чем на ее границах. Это справедливо также (ср. фиг. 373 a — c) в отношении других диаметральных обмоток ($\varepsilon = 0$), поскольку ширина щетки больше коллекторного деления. Сравнив кривую поля на фиг. 382 с кривою поля на фиг. 369c, которая найдена на основании картины поля и справедлива при приблизительно неизменной ширине воздушного промежутка вдоль дуги дополнительного полюса, мы убеждаемся, что при диаметральных обмотках представляется целесообразным постепенно уширять воздушный промежуток между наконечником дополнительного полюса и якорем, начиная от середины дополнительного полюса. Наиболее подходящую для каждого конкретного случая форму полюсного наконечника можно приближенно найти по результирующей картине поля, создаваемой полными токами якоря, дополнительных полюсов и компенсационной обмотки, согласно сказанному в § 7b.



Фиг. 382. Фиг. 383.

ЭДС покоя e_r [уравн. (640)] в функции положения середины прорези впадины и кривая поля B_w, индуктирующего ЭДС движения e_W (жирный пунктир на фиг. 382, тонкий на фиг. 383), которая по форме близка к e_r. $u = 4$, $\beta = 3$. На фиг. 382 — диаметральная, на фиг. 383 — хордовая обмотка с $\varepsilon = 2$.

При хордовых обмотках середины прорезей впадин, содержащих стороны катушки, смещены между собою уже не на одно полюсное деление, а на ширину катушки W, которая отклоняется от полюсного деления на $\varepsilon t_K = |\tau - W|$. Поэтому индуктируемая в коммутирующем поле $B_W(x)$ ЭДС пропорциональна среднему значению

$$B_{W\varepsilon} = \frac{1}{2}\left[B_W\left(x + \frac{\varepsilon}{2}t_K\right) - B_W\left(x + \tau - \frac{\varepsilon}{2}t_K\right)\right] = \\ = \frac{1}{2}\left[B_W\left(x - \frac{\varepsilon}{2}t_K\right) + B_W\left(x + \frac{\varepsilon}{2}t_K\right)\right]. \qquad (641)$$

Если ЭДС e_r должна по возможности полностью уничтожаться посредством ЭДС движения e_W в зоне коммутации, то B_W должна распределяться в зоне коммутации так, чтобы вычисленная на основе среднего значения $B_{W\varepsilon}$ кривая ЭДС e_W была по возможности близка к кривой e_r. На фиг. 383, в виде примера, представлена кривая $e_r = e_{S\,cp} + e_N$ в функции положения (x) средней линии положений обеих катушечных сторон относительно зоны коммутации для обмотки с $u = 4$, $\beta = 3$ и $\varepsilon = 2$. Пунктирная жирная линия изображает кривую поля B_W, а кривая ее средних значений $B_{W\varepsilon}$ [уравн. (641)] изображена тонким пунктиром, и притом в таком масштабе ординат, что $B_{W\varepsilon}$ изображает также отрицательные зна-

чения индуктируемой в хордовой катушке ЭДС e_W. „Наиболее благоприятная“ кривая коммутирующего поля при хордовой обмотке имеет такой же примерно характер, как при диаметральной обмотке.

Из этих соображений можно сделать тот вывод, что не только при диаметральных, но и при хордовых обмотках есть возможность возбуждать такое коммутирующее поле, при котором бы ЭДС движения в основном уничтожала при прямолинейной коммутации ЭДС покоя, так что сохранялся бы только небольшой и безвредный остаток ЭДС. Но при этом надо иметь в виду, что наивыгоднейшая форма наконечника дополнительного полюса вообще правильна только для определенной обмотки и при определенной ширине щетки, требуя к тому же необыкновенно тщательной установки щеток, ибо при самом небольшом смещении щеток кривая поля уже была бы иною. Это подтверждается также наблюдениями за машинами с дополнительными полюсами, с компенсационной обмоткой и без нее. Вследствие крутого падения кривой поля у машины без компенсационной обмотки (ср. фиг. 369с), при неточной установке щеток или слишком узкой дуге полюсного наконечника, такая машина значительно чувствительнее, чем машина с компенсационной обмоткой.

Вообще предпочитают поэтому работать с таким компенсирующим полем, которое по возможности не изменяется вдоль всей зоны коммутации, или хотя бы вдоль большей ее части. Тогда коммутирующее поле должно быть рассчитано так, чтобы

$$B_{WL} = \frac{e_{r\,cp}}{2sv l_{Wi}}. \tag{642}$$

Постоянное вдоль зоны коммутации коммутирующее поле тоже предполагает, как это видно из картин поля в § 7b, некоторое уширение воздушного промежутка по направлению от середины к краям наконечника дополнительного полюса. Небольшое ослабление коммутирующего поля близ границ зоны коммутации не вредно и даже благоприятствует безискровой работе.

Особенно важно иметь постоянное коммутирующее поле при хордовых и ступенчатых обмотках, у которых (см. § 8b и с) максимальные и минимальные значения ЭДС e_N близки к среднему значению.

Допустимая величина e_{rcp} зависит от остатка $e_W + e_r$ результирующей ЭДС, который препятствует получению совершенно прямолинейной коммутации и при известных обстоятельствах способен быть причиною искрения на щетках. Поэтому у машин с дополнительными полюсами и с почти постоянным вдоль зоны коммутации коммутирующим полем значительно бóльшую роль играет не максимальное или среднее значение e_r, а возможно небольшое отклонение максимальных и минимальных значений e_r от e_{rcp}. Как мы видели в § 8, это всего легче достижимо при ступенчатой обмотке. В благоприятных случаях можно допускать $e_{rcp} \approx 25\,V$.

Надо еще заметить, что индуктируемая коммутирующим полем ЭДС содержит при зубчатом якоре высшие гармоники, которые мы

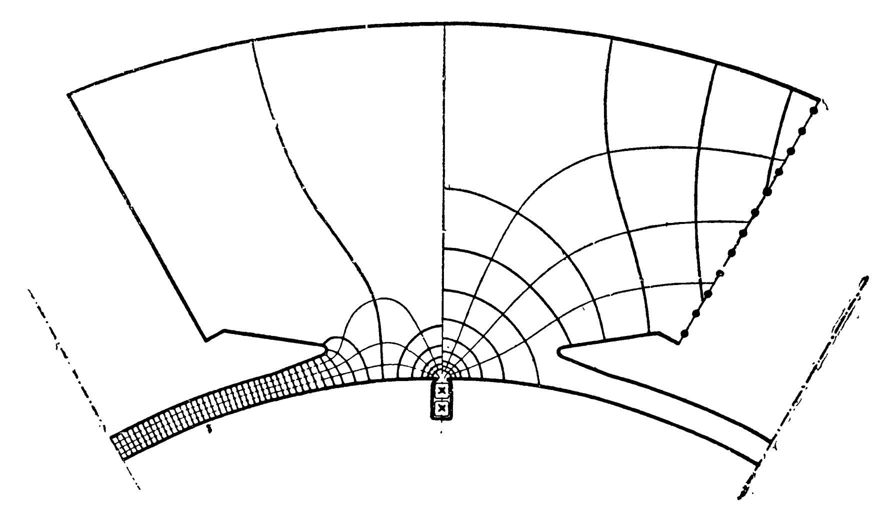
не принимали во внимание. Эти гармоники могут быть уничтожены с помощью средств, указанных в § 5. Впрочем, их можно и принять во внимание и, подобрав надлежащим образом ширину катушки, дугу дополнительного полюса и ширину щетки (ср. фиг. 350—352), достигнуть того, чтобы результирующая ЭДС коммутации, с учетом высших гармоник, равнялась практически нулю. При увеличении длины воздушного промежутка влияние высших гармоник исчезает; тогда уменьшается также влияние ЭДС $e_д$, которое мы учли только приближенно; коммутирующее поле при неизменной длине воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника становится равномернее по мере ее увеличения. Во всяком случае, ее увеличение, повидимому, благоприятствует безискровой работе. Благоприятно влияют также массивные наконечники у дополнительных полюсов или медные накладки на их поверхности, обращенной к якорю, потому что такие накладки создают затухание вредных остаточных полей.

11. Добавочные токи короткого замыкания.

Добавочным током короткого замыкания называется разность между истинным током короткого замыкания и током короткого замыкания при прямолинейной коммутации. Во время коммутации ток короткого замыкания изменяется, и у машин без дополнительных полюсов он особенно сильно изменяется в те моменты, когда катушка выходит из короткого замыкания. Возникающее от добавочных токов короткого замыкания поле при обмотках с $u = 1$ имеет время периода, соответствующее перемещению одной точки коллектора на одно коллекторное деление, так как по истечении этого времени возникают те же добавочные токи короткого замыкания. Такое же время периода имеет и индуктируемая добавочными токами короткого замыкания ЭДС в одной якорной катушке: ее среднее значение согласно уравн. (113) равняется нулю, потому что добавочные токи короткого замыкания, а значит и потоки, возбуждаемые ими в катушке, после перемещения одной точки коллектора на одно коллекторное деление, возвращаются к прежнему значению. При обмотках с u лежащими рядом во впадинах катушечными сторонами такой же ток короткого замыкания возникает при установившейся работе только после перемещения одной точки коллектора на u коллекторных делений.

Для суждения об ЭДС, индуктируемой токами короткого замыкания в одной якорной катушке, надо принять во внимание, что наибольшая часть поля, возникающего от добавочных токов короткого замыкания, гасится вихревыми токами в массивных частях индуктора и вторичными токами в обмотке возбуждения, замыкающимися через сеть и якорную обмотку. На фиг. 384 слева изображено поле, возбуждаемое добавочным током короткого замыкания одной якорной катушки, каким бы оно действительно было, если бы железо индуктора было расслоено на очень тонкие листы и электрическое сопротивление цепи обмотки возбуждения было бесконечно велико. В предположении, что индуктируемый в обмотке возбуждения полный ток равен полному току добавочных токов

короткого замыкания, действительное поле, возбуждаемое этими токами, построено с помощью линий уровня на фиг. 384 справа. Чтобы вынести суждение об ЭДС, индуктируемой добавочными токами короткого замыкания в якорной катушке, надо считаться только с потоком рассеяния между обмоткою возбуждения и якорной катушкой, причем входящий в полюсный наконечник поток при массивных или набранных из недостаточно тонких листов полюсных наконечниках в основном уничтожается (ср. вычисление в конце § II M2). У машин с дополнительными полюсами поток добавочных токов короткого замыкания, кроме того, в значительной степени гасится вихревыми токами в дополнительных полюсах, особенно в том случае, когда эти полюса или их наконечники массивны.



Фиг. 384. Слева картина фиктивного, справа — истинного поля добавочных токов короткого замыкания. Линии поля вычерчены толще, линии уровня — тоньше.

Если индуктируемую в якорной катушке ЭДС покоя e_r не удается совершенно уничтожить посредством ЭДС движения от коммутирующего поля или если машина вообще не имеет коммутирующего поля, то быстрое изменение тока короткого замыкания в тот момент, когда цепь короткого замыкания размыкается, может явиться причиною искрения под щетками, и притом тем легче, чем меньше отношение $\frac{r}{L_e}$. Здесь L_e означает индуктивность рассматриваемой якорной катушки в тот момент, когда размыкается цепь короткого замыкания. В книге „Якорные обмотки" [Л 28, § 18] мы назвали эту индуктивность, от которой зависит искрение под щетками, „конечной индуктивностью". При очень быстром изменении тока короткого замыкания конечная индуктивность очень мала, потому что остальные, еще не вышедшие из короткого замыкания, якорные катушки производят гасящее действие. При бесконечной скорости изменения тока короткого замыкания конечная индуктив-

ность определялась бы исключительно проходящим в воздухе потоком рассеяния, в виду гасящего действия вихревых токов, которые индуктирует во всех металлических частях машины поле рассматриваемой якорной катушки.

При суждении о величине конечной индуктивности надо принять во внимание, что все катушечные стороны, лежащие в общей впадине с катушечными сторонами рассматриваемой впадины и одновременно с ними выходящие из короткого замыкания, повышают конечную индуктивность; все же остальные, еще не вышедшие из короткого замыкания, катушечные стороны, лежащие в общих впадинах с катушечными сторонами рассматриваемой катушки, уменьшают конечную индуктивность. Особенно велико это уменьшение конечной индуктивности, когда одна катушка, еще продолжающая быть замкнутой через ту же щетку, лежит обеими сторонами в общих впадинах с рассматриваемой катушкой (обыкновенная, не ступенчатая обмотка). Тогда конечная индуктивность соответствует лишь незначительной индуктивности рассеяния между обеими катушками. При обыкновенных (не ступенчатых) обмотках с несколькими, лежащими в одной впадине рядом катушками ($u > 1$) и широкими щетками, та катушка (катушка *1* на фиг. 371), из числа лежащих во впадине рядом u катушек, которая выходит первой из короткого замыкания, обладает очень незначительной конечной индуктивностью, а та, которая выходит последней из короткого замыкания (катушка *4*), — относительно большой конечной индуктивностью. Конечная индуктивность u катушек, лежащих во впадине рядом, при обыкновенных катушках (не ступенчатых) таким образом весьма различна. Это проявляется и в уничтожении искрения у отдельных катушек. На краях коллекторных пластин, принадлежащих каждым u катушечным сторонам, лежащим во впадине рядом, явно обнаруживается различная степень почернения, объясняющаяся различной степенью искрения щеток. Но влияние разницы в конечных индуктивностях ослабляется у машин без коммутирующего поля в той лишь мере, в какой катушки с наибольшей конечной индуктивностью обладают наименьшею ЭДС покоя и наоборот (см. фиг. 371 а).

В книге „Якорные обмотки“ более подробно исследована конечная индуктивность при различных петлевых обмотках, и там же показано, что при обмотках с нечетным u вообще рекомендуется отношение числа пластин к числу полюсов выбирать нечетным $\left(\frac{k}{p}\right.$ — число нечетное$\left.\right)$, и что при применении ступенчатых обмоток можно умерить не только разницу в ЭДС покоя e_r, но и разницу в конечных индуктивностях. При представленной на фиг. 377 ступенчатой обмотке с $u = 2$, у которой ширина одной из лежащих на окружности якоря рядом катушек на половину зубцового деления меньше, а ширина другой на половину зубцового деления больше полюсного деления $\left(\frac{N}{p} = \right.$ число нечетное$\left.\right)$, все катушки обладают одинаковой конечной индуктивностью.

У машин без дополнительных полюсов добавочные токи короткого замыкания могут создать сильную нагрузку током сбегающего

края щетки (ср., например, фиг. 346 и 347), и при равенстве прочих условий приходится тем больше опасаться этого явления, чем щетка шире. По этой причине правильность условий (638 и 639a и b) ограничена теми значениями ширины щетки, при которых она не превышает трех коллекторных делений.

Когда среднее во времени значение добавочных токов короткого замыкания не равно нулю, как это бывает при сильно замедленной или сильно ускоренной коммутации, то добавочные токи короткого замыкания влияют и на главное поле. Сильно замедленная коммутация действует в этом отношении как сдвиг щеток в направлении вращения, сильно ускоренная — как сдвиг щеток против направления вращения. Следовательно, при сильно замедленной коммутации, согласно фиг. 321 и 322, главный поток у генератора ослабляется, у двигателя усиливается; сильно ускоренная коммутация действует в обратном смысле.

C. Магнитная цепь у машин с дополнительными полюсами.

1. Наложение друг на друга главного потока и потока дополнительных полюсов.

На фиг. 385 a показаны пунктиром фиктивные якорные потоки (полезные потоки), возбуждаемые обмоткою главных полюсов и обмотками дополнительных полюсов и якоря. Действующий против полного тока дополнительных полюсов полный ток якорной обмотки, для ясности чертежа, не показан. Оба потока налагаются друг на друга в ярме и теле якоря, так что в квадрантах *I* и *III* возникает разность, а в квадрантах *II* и *IV* — сумма обоих потоков. На фиг. 385 b представлен путь результирующего потока, причем для простоты допущено, что поток в главном полюсе только втрое больше потока в дополнительном полюсе. По ярму проходят еще, кроме того, потоки рассеяния обеих обмоток, которые налагаются друг на друга так же, как полезные потоки.

Если через $\frac{\Phi_W}{2}$ обозначить фиктивный поток дополнительных полюсов в теле якоря и через $\frac{\Phi}{2}$ фиктивный поток главных полюсов в теле якоря, которому соответствует средняя индукция B_A в теле якоря [уравн. (216 b)], то для результирующей индукции в теле якоря мы получаем в квадрантах *I* и *III*

$$B'_A = \frac{\Phi - \Phi_W}{\Phi} B_A, \qquad (643a)$$

а в квадрантах *II* и *IV*

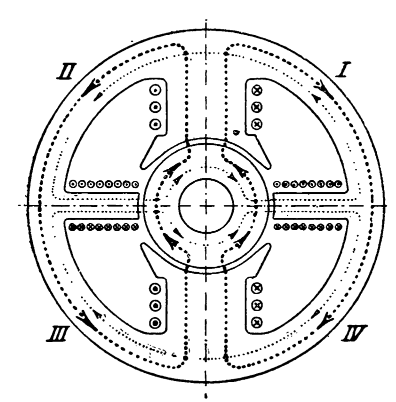
$$B''_A = \frac{\Phi + \Phi_W}{\Phi} B_A. \qquad (643b)$$

Подобным же образом результирующие индукции в частях ярма, приходящихся на квадранты *I* и *III* и на квадранты *II* и *IV*, получаются равными

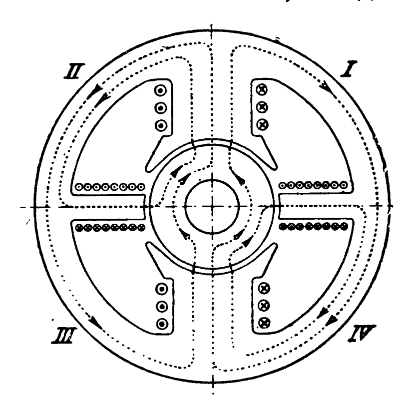
$$B'_J = \frac{\Phi_K - \Phi_{WK}}{\Phi_K} B_J, \qquad B''_J = \frac{\Phi_K + \Phi_{WK}}{\Phi_K} B_J, \qquad (644a \text{ и } b)$$

где Φ_K и Φ_{WK} означают фиктивные потоки индукции у оснований сердечников главного и дополнительного полюса, причем эти потоки индукции можно считать приблизительно равными удвоенным фиктивным потокам в ярме. B_J означает вычисленную для потока $\frac{\Phi_K}{2}$ индукцию в ярме [уравн. (269a)].

При составлении уравнения для напряжении обхода по изображенному жирными линиями на фиг. 386 пути, содержащему полные токи якоря и дополнительных полюсов, а у машин с компенсационной обмоткой еще и полный ток этой последней, мы должны



Фиг. 385 a. Наложение друг на друга фиктивных потоков цепи главных (жирный пунктир) и цепи дополнительных (тонкий пунктир) полюсов в теле якоре и ярме.



Фиг. 385 b. Результирующий поток цепей главных и дополнительных полюсов. Отношение между потоком главных и потоком дополнительных полюсов в виде примера взято равным 3.

считать положительными магнитные напряжения в тех частях ярма и тела якоря, где действует большая индукция B'' (квадрант II на фиг. 385a и b), и отрицательными в тех частях ярма и тела якоря, где действует меньшая индукция B' (квадрант I на фиг. 385a и b).

Если обозначить через H'' и H' напряженности поля, соответствующие индукциям B'' и B' и взятые из кривой намагничивания, то части напряжения обхода для цепи дополнительных полюсов создаваемые в теле якоря или в ярме, выражаются через

$$U'_W = \frac{H'' - H'}{2} L, \tag{645}$$

где L означает среднюю длину пути в теле якоря или ярме для одной магнитной цепи [уравн. (220a и b) или (269b)].

Поток дополнительных полюсов влияет также на магнитную характеристику главной цепи, которая определяется напряжением обхода по пути, представленному на фиг. 199 жирными линиями. Части этого напряжения обхода, создаваемые телом якоря и ярмом, выражаются при нагрузке через

$$U'_H = \frac{H'' + H'}{2} L. \tag{646}$$

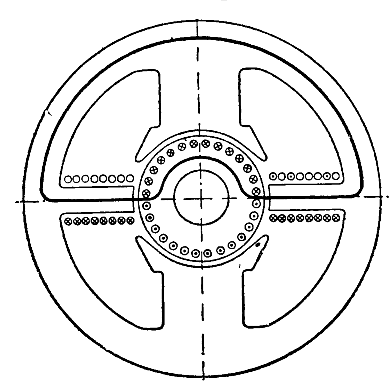
Чтобы показать влияние индукций B'' и B' на магнитные напряжения U'_W и U'_H, найдем отношения

$$u_W = \frac{U'_W}{U} = \frac{H'' - H'}{2H} \quad \text{и} \quad u_H = \frac{U'_H}{U} = \frac{H'' + H'}{2H}, \qquad (647\text{a и b})$$

где H означает напряженность поля при средней индукции

$$B = \frac{B' + B''}{2}. \qquad (648)$$

Таким образом U означает магнитное напряжение в цепи главных полюсов при нулевом потоке дополнительных полюсов.



Фиг. 386. Путь интегрирования для определения полного тока цепи дополнительных полюсов.

u_W и u_H отложены на фиг. 387a и b для обыкновенного динамного железа, динамной стали или стального литья (сплошная кривая на фиг. 150 и 151), на фиг. 388a и b для чугуна (состоящая из точек и черточек кривая на фиг. 150 и 151), в функции фиктивной индукции B главного потока при различных отношениях [ср. уравн. (643 и 644a и b)]

$$\frac{\Phi_W}{\Phi} = \frac{B'' - B'}{2B} \qquad (649)$$

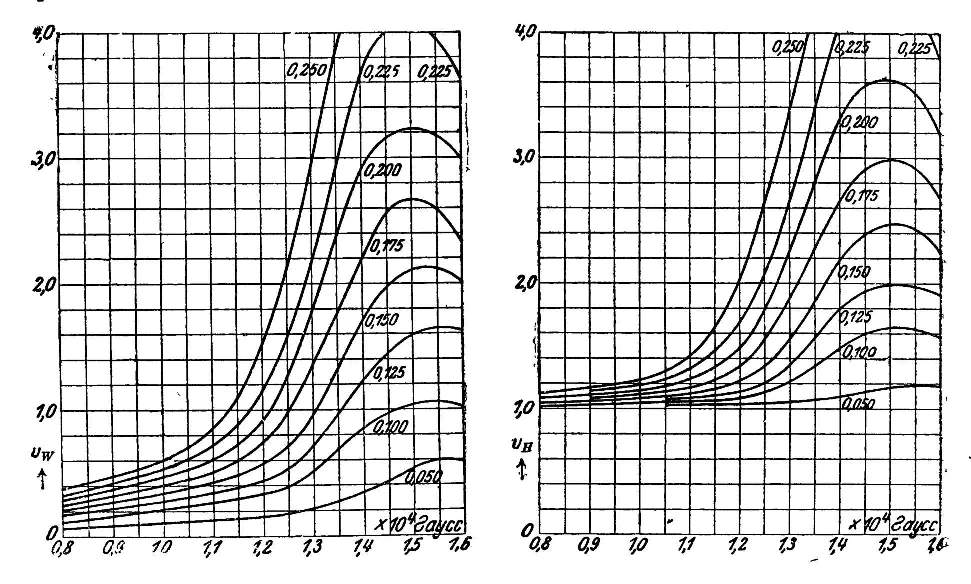
между фиктивными потоками дополнительного полюса и главного полюса в теле якоря или ярме, для имеющих практическое значение величин B и $\frac{\Phi_W}{\Phi}$. При индукции ниже $B = 8000$ G у динамного железа или $B = 4000$ G у чугуна u_W не велико, $u_H \approx 1$. Индукции, превышающие $B = 16000$ G у динамного железа или 12000 G у чугуна, практически не встречаются.

Для цепи дополнительных полюсов мы получаем магнитное напряжение вдоль тела якоря или ярма, умножив соответственное магнитное напряжение цепи главных полюсов при средней индукции [уравн. (648)] на u_W, значение которого мы берем из фиг. 387a или 388a.

Для цепи главных полюсов мы получаем магнитное напряжение вдоль тела якоря или ярма при нагрузке, умножив соответственное магнитное напряжение цепи главных полюсов при средней индукции [уравн. (648)] на отношение u_H, значение которого мы можем взять из фиг. 387b или 388b.

Итак, у машин с дополнительными полюсами при нагрузке в общем случае возникает еще падение напряжения вследствие наложения на главный поток потока дополнительных полюсов. Чтобы это падение напряжения было компенсировано, полный ток в цепи главных полюсов должен быть увеличен на $(u_{HA} - 1)\,U_A + (u_{HJ} - 1)\,U_J$, причем индексы A и J относятся к телу якоря и ярму. Но так как

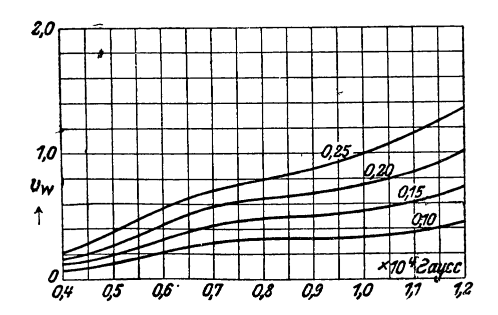
магнитная характеристика цепи дополнительных полюсов должна иметь прямолинейный характер, то магнитные нагрузки в теле якоря и в ярме должны быть рассчитаны так (примерно $B \leqslant 10000$ G у динамного железа и $B \leqslant 8000$ G у чугуна), чтобы это падение напряжения было ничтожно мало.

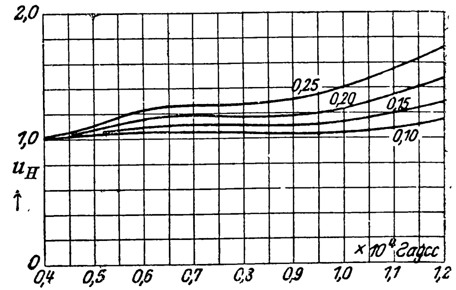


Фиг. 387 a. Отношение u_W между магнитными напряжениями вдоль тела якоря или ярма в цепи дополнительных и в цепи главных полюсов (без коммутирующего потока)

Фиг. 387 b. Отношение u_H между магнитными напряжениями вдоль тела якоря или ярма в цепи главных полюсов при наличии и при отсутствии коммутирующего потока

в функции фиктивной индукции главного потока при различных отношениях между фиктивными потоками в цепи дополнительных и в цепи главных полюсов, для обыкновенного динамного железа, легированного железа или стального литья (сплошная кривая на фиг. 150).





Фиг. 388 a. Отношение u_W между магнитными напряжениями вдоль ярма в цепи дополнительных и в цепи главных полюсов (без коммутирующего потока)

Фиг. 388 b. Отношение u_H между магнитными напряжениями вдоль ярма в цепи главных полюсов при наличии и при отсутствии коммутирующего потока

в функции фиктивной индукции главного потока при различных отношениях между фиктивными потоками в цепи дополнительных и в цепи главных полюсов для чугуна (штрихпунктирная кривая на фиг. 150).

2. Магнитная характеристика цепи дополнительных полюсов.

Для вычисления полного тока дополнительных полюсов при определенной нормальной составляющей индукции на окружности якоря по середине дополнительного полюса мы должны составить уравнение магнитного напряжения обхода вдоль пути, указанного на фиг. 386 жирными линиями. Этот путь проходит по середине дополнительных полюсов через воздушный промежуток и охватывает полные токи якоря и дополнительных полюсов, а также компенсационной обмотки, если она имеется. Если это напряжение обхода обозначить через U_W, то полный ток обмотки дополнительных полюсов для одной магнитной цепи (двух полюсов) должен равняться

$$|\Theta_P| = |\Theta_A| - |\Theta_K| + U_W, \qquad (650)$$

где Θ_K означает полный ток компенсационной обмотки, а Θ_A — среднее значение полного тока якорной обмотки [ср. фиг. 366 и уравн. (612c)].

Вычисление напряжения обхода U_W производится так же, как и при нахождении характеристики холостого хода цепи главных полюсов (§ IIG). Нормальная составляющая индукции B_W в зоне коммутации определяется согласно сказанному в § B10c. Обычно мы можем вычислять B_{WL} по середине зоны коммутации согласно уравн. (642), положив $e_W = e_{rcp}$(уравн. 637). Тогда напряжение воздушного промежутка U_{WL} мы получаем, как для магнитной характеристики главной цепи, по уравн. (227), подставив в него отдельные величины для воздушного промежутка по средней линии дополнительного полюса. Магнитное напряжение вдоль зубца якоря тоже должно быть вычислено как для цепи главных полюсов. Но так как индукция в воздушном промежутке под дополнительным полюсом всегда мала по сравнению с индукцией в воздушном промежутке под главным полюсом, то можно приравнять действительную индукцию зубца кажущейся индукции, и нет также надобности учитывать изменение индукции вдоль зубца. Если H_{WM} означает напряженность поля, которая соответствует индукции по середине зубца и которая может быть взята из кривых намагничивания фиг. 150 или 151, то можно положить

$$U_{WZ} = hH_{WM}, \qquad (651)$$

где h означает длину зубца.

Для вычисления остальных нагруженностей в цепи дополнительных полюсов мы должны, согласно сказанному в § B7b, построить кривую поля, возбуждаемого совместно якорной обмоткой, обмоткой дополнительных полюсов и компенсационной обмоткой, если она имеется. Так как входящий в якорь поток в основном пропорционален напряжению воздушного промежутка U_{WL}, то мы

полагаем полный ток линейной нагрузки, равномерно распределенной вдоль стенки полюса, равным

$$\frac{|\Theta'_P|}{2} = \frac{|\Theta_A| - |\Theta_K|}{2} + U_{WL}, \tag{652}$$

где полный ток Θ_K компенсационной обмотки следует приравнять нулю, если она отсутствует. Согласно уравн. (650)

$$\frac{\Theta'_P}{2} \approx \frac{\Theta_P}{2} \tag{652a}$$

так как $2U_{WL} \approx U_W$ (пренебрегаем магнитным напряжением вдоль железа). Теоретическую дугу дополнительного полюса мы находим из картины поля по уравн. (228):

$$b_{Wi} = m\delta_{W0}, \tag{653}$$

где m означает число единичных трубок между дополнительным полюсом и окружностью якоря (на фиг. 369а $m \approx 6{,}8$, на фиг. 369b $m \approx 8{,}5$), а δ_{W0} воздушный промежуток при гладком якоре, для которого построена картина поля; $\delta_{W0} = k_C \delta_W$ — произведение коэфициента Картера на действительную длину воздушного промежутка, причем оба сомножителя относятся к середине дополнительного полюса. Тогда поток дополнительных полюсов в теле якоря равняется

$$\Phi_W = b_{Wi} l_{Wi} B_{WL}, \tag{654}$$

где l_{Wi} означает теоретическую длину наконечника дополнительного полюса (ср. § В7с). Так как поток в якоре Φ_W всегда невелик, то мы можем приближенно определить и теоретическую дугу дополнительного полюса. При плоских наконечниках дополнительных полюсов (ср. фиг. 367 и фиг. 368) у машин без компенсационной обмотки

$$b_{Wi} \approx b_W + \frac{b_L}{2}, \tag{654a}$$

у машин с компенсационной обмоткой

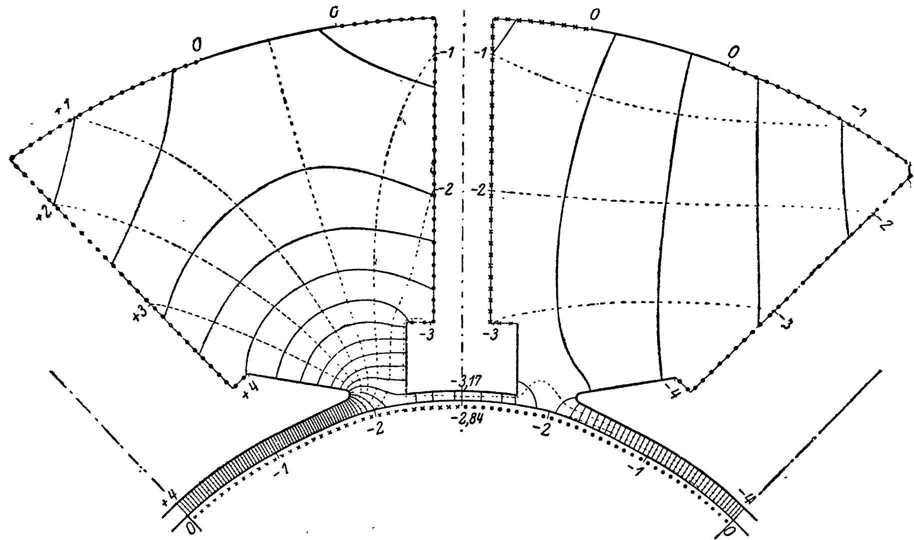
$$b_{Wi} \approx b_W + b_L, \tag{654b}$$

где b_W означает действительную ширину наконечника дополнительного полюса, а b_L его расстояние от края смежного главного полюса (ср. фиг. 448). Магнитное напряжение вдоль тела якоря мы получаем, согласно сказанному в § 1, умножив магнитное напряжение якоря для цепи главных полюсов, соответствующее индукции в теле якоря B_A, которая определилась на основании потока главных полюсов Φ [уравн. (216b)], на отношение u_W, причем это последнее мы берем для $\frac{\Phi_W}{\Phi}$ и B_A из фиг. 387а.

Поток рассеяния Φ_{W_s} в цепи дополнительных полюсов получается из картины поля, создаваемой полным током якорной обмотки, обмотки дополнительных полюсов и компенсационной обмотки, таким же путем, как поток рассеяния главных полюсов получается из картины поля при холостом ходе. При этом можно приближенно положить глубину трубок равной

$$l_{WPi} \approx l_{WP} + b_W. \tag{655}$$

При нагрузке потоки рассеяния главных и дополнительных полюсов налагаются друг на друга, так что в одном междуполюсном пространстве поток рассеяния в той же мере усиливается, в какой он ослабляется в другом междуполюсном пространстве.



Фиг. 389. Результирующее поле, возбуждаемое совместно обмотками якоря, дополнительных полюсов и возбуждения.

—— линии поля,
- - - линии уровня

Поэтому магнитное напряжение сердечника дополнительного полюса можно вычислить на основании фиктивного поля рассеяния дополнительных полюсов. То же относится и к магнитной нагруженности главных полюсов, в основу вычисления которой можно положить фиктивный поток рассеяния главных полюсов, как это и было предположено в главе А.

На фиг. 389 представлена результирующая картина поля в поперечном разрезе для нагруженной машины с дополнительными полюсами, причем взята та же машина, что и на фиг. 73а — с. Однако, для вычисления магнитной нагруженности нет необходимости вычерчивать результирующую картину поля.

У машин без компенсационной обмотки поток рассеяния дополнительных полюсов вообще гораздо больше полезного потока Φ_W (на фиг. 367 он приблизительно в 2,7 раза больше), так что поток

$$\Phi_{WK} = \Phi_W + \Phi_{Ws} \tag{656}$$

в сердечнике дополнительного полюса часто превышает в несколько раз полезный поток Φ_W. С этим следует считаться при выборе сечения сердечника для дополнительных полюсов. Для вычисления магнитного напряжения вдоль этого сердечника мы можем учесть изменяемость индукции так же, как у зубцов якоря при нахождении характеристики главных полюсов (ср. фиг. 186), непосредственно получающейся из картины поля. Но так как наибольшая часть потока рассеяния выходит вблизи наконечника дополнительных полюсов, то обычно оказывается достаточным найти наибольшую индукцию B_{WK}, возникающую у основания сердечника дополнительного полюса, и приравнять магнитное напряжение U_{WK} произведению соответствующей напряженности поля H_{WK} на радиальную длину сердечника дополнительного полюса.

Магнитное напряжение U_{WJ} вдоль ярма мы получаем из магнитного напряжения U_J вдоль ярма цепи главных полюсов, соответствующего индукции в ярме B_J, вычисленной для потока в сердечнике главного полюса Φ_K, умножив U_J на отношение u_W, взятое для $\frac{\Phi_{WK}}{\Phi_K}$ и B_J из фиг. 387а или 388а. По найденным таким образом отдельным напряжениям цепи дополнительных полюсов мы находим напряжение обхода, которое надо подставить в уравн. (650):

$$\underline{U_W = 2(U_{WL} + U_{WZ} + U_{WK}) + U_{WA}\, U_{WJ}.} \qquad (657)$$

Коммутирующее поле при всех практически встречающихся нагрузках должно быть пропорционально якорному току. Магнитная характеристика цепи дополнительных полюсов B_{W_L} (U_W) должна быть поэтому близка к прямой линии, а для этого магнитные нагруженности в железе цепи дополнительных полюсов должны быть настолько малы, чтобы при номинальной нагрузке получалось $U_W \approx 2U_{WL}$. По этой причине для цепи дополнительных полюсов можно ограничиться приближенным определением магнитных нагруженностей, пользуясь которыми легко определить приближенно магнитное напряжение в железе (вдоль тела якоря и ярма—с помощью уравн. 387а и 388а). При слишком малых сечениях ярма или сердечника дополнительных полюсов поток рассеяния этих последних при сильной перегрузке (коротком замыкании) может создать столь большое магнитное напряжение вдоль ярма и сердечника дополнительного полюса, что магнитное напряжение между наконечником его и поверхностью якоря изменит свой знак, так что коммутирующее поле даже начнет индуктировать ЭДС движения, направленную в ту же сторону, что и ЭДС покоя. Это общеизвестное явление может быть очень наглядно иллюстрировано с помощью картин поля, построенных с учетом магнитного напряжения вдоль путей в железе.

Чтобы пропорциональность между коммутирующим полем и быстро изменяющимся нагрузочным током, которую нарушает гасящее действие вихревых токов в массивном железе, сохранялась

даже при внезапных изменениях нагрузки, дополнительные полюсы набирают иногда из отдельных листов. Но цель достигается при этом лишь в том случае, если и ярмо или, по крайней мере некоторая продольная его часть, также набрана из листов [Л 182]. Однако так как, с другой стороны, массивные полюсные наконечники заглушают вредные добавочные токи короткого замыкания, то обычно от этого способа отказываются и как дополнительные полюсы, так и ярмо изготовляют в виде массивных деталей.

3. Пересчет результатов, полученных из картины поля, на другие полные токи.

Вычерчивание картины поля несколько облегчается, когда полный ток $|\Theta_A|-|\Theta_K|$ является кратным магнитному напряжению U_{WL} единичных трубок (на фиг. 367 это отношение равняется 4). Тогда и в сетке линий поля и уровня, у четырехугольников единичных трубок, граничащих со стенками главных полюсов и с ярмом, средняя ширина равна средней длине.

Если особая точность при нахождении распределения поля вдоль зоны коммутации не нужна, то в основу построения картины поля можно также положить полный ток на стенке дополнительного полюса, несколько отличный от того тока, который диктуется уравн. (652) и (652а), и посредством пересчета найти полезный поток Φ_W, поток рассеяния Φ_{Ws} и нормальную составляющую B_W в зоне коммутации, получающиеся на основании полного тока на стенке полюса $\frac{\Theta'_P}{2}$.

Фиктивный поток рассеяния пропорционален магнитному напряжению между наконечниками главного и дополнительного полюса на одном пути через воздушный промежуток, т. е. пропорционален $\frac{\Theta'_P}{2}$. Поэтому, если построить картину поля для полного тока $\frac{\Theta_{P0}}{2}$ на стенке дополнительного полюса и обозначить через Φ_{Ws0} найденный по этой картине поля поток рассеяния, то поток рассеяния, возникающий на стенке дополнительного полюса при полном токе $\frac{\Theta'_P}{2}$, равняется

$$\Phi_{Ws}=\left|\frac{\Theta'_P}{\Theta_{P0}}\right|\Phi_{Ws0}\approx\left|\frac{\Theta_P}{\Theta_{P0}}\right|\Phi_{Ws0}\,. \tag{658a}$$

Нормальная составляющая индукции B_{WL} по середине дополнительного полюса пропорциональна магнитному напряжению U_{WL} вдоль воздушного промежутка. Если обозначить через B_{WL0} найденную по картине поля, построенной для $\frac{\Theta_{P0}}{2}$, нормальную составляющую под серединой дополнительного полюса, то при полном токе $\frac{\Theta_P'}{2}$ на стенке дополнительного полюса [ср. уравн. (652)]

$$B_{WL}=\frac{|\Theta'_P|+|\Theta_K|-|\Theta_A|}{|\Theta_{P0}|+|\Theta_K|-|\Theta_A|}\,B_{WL0}=\frac{2U_{WL}}{|\Theta_{P0}|+|\Theta_K|-|\Theta_A|}\,B_{WL0}\,. \tag{658b}$$

Остальные значения B_W нельзя пересчитывать по уравн. (658b). При неизменной в основном длине воздушного промежутка вдоль дуги дополнительного полюса разность между максимальным значением B_W и B_{WL} по середине зоны коммутации мало зависит от полного тока $\frac{\Theta_{P0}}{2}$, и положение того места на окружности якоря, где у машин без компенсационной обмотки нормальная составляющая B_W равна нулю, тоже почти не зависит от $\frac{\Theta_{P0}}{2}$. На основании трех значений B_{WL}, $B_{W\max}$ и $B_W = 0$, и положения их на окружности якоря можно приближенно перечертить распределение B_W для других полных токов на стенке полюса.

Теоретическая дуга наконечника дополнительного полюса столь мало изменяется в зависимости от полного тока на стенке полюса, что ее можно считать не зависящей от этого полного тока. Пересчет дает нам

$$\Phi_W = \frac{2U_{WL}}{|\Theta_{P0}| + |\Theta_K| - |\Theta_A|} \Phi_{W0}, \tag{658c}$$

где Φ_{W0} означает полезный поток, найденный при полном токе на стенке полюса $\frac{\Theta_{P0}}{2}$.

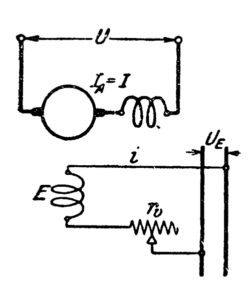
Точность служащих для пересчета уравнений проверена была на картинах поля при отношениях между полными токами $\frac{|\Theta'_P| + |\Theta_K|}{|\Theta_A|} = 1{,}125,\ 1{,}25$ и $1{,}375$, как у машин с компенсационной обмоткой, так и без нее, причем в основу пересчета на отношения между полными токами 1,125 и 1,375 положены были результаты, полученные от картины поля с отношением между полными токами 1,25 (ср. фиг. 367 и 368), так что колебания в значениях напряжения воздушного промежутка U_{WL} составляют $\pm 50\%$. Для потока рассеяния Φ_{Ws}, нормальной составляющей B_{WL} и полезного потока Φ_W погрешность оставалась в пределах нескольких процентов, т. е. в пределах точности, с какою практически выполнимы промеры на картинах поля.

D. Рабочие свойства машин постоянного тока.

1. Машина с независимым возбуждением.

У машины с независимым возбуждением обмотка возбуждения E с регулировочным сопротивлением r_v присоединена к особой сети с неизменным напряжением (U_E на фиг. 390). Таким образом ток i в обмотке возбуждения не зависит от напряжения на зажимах машины. Цепь якоря содержит якорную обмотку, с которою соединена последовательно обмотка дополнительных полюсов, при наличии этих последних, а также компенсационная обмотка, если она имеется. Якорный ток I_A равняется току I во внешней цепи.

а) **Генератор**. Мы видели в § А3а, что у машин без компенсационной обмотки, если даже щетки стоят в геометрически нейтральной зоне, возникает падение напряжения вследствие искажения поля. Там же было показано, как из характеристики холостого хода $E(\Theta)$ или же $E(i)$ получается нагрузочная характеристика $E'(i)$, для ЭДС, индуктируемой при нагрузке якоря неизменным током I_A (и при номинальном числе оборотов), когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне. Если пренебречь остаточным магнетизмом, то при $i = 0$ E' также обращается в нуль, и кривая ее приближается к верхней прямолинейной части характеристики холостого хода $E(i)$ (ср. фиг. 391). Если щетки смещены из геометрически нейтральной зоны на угол α, измеренный по окружности якоря, так что продольный полный ток якоря действует против полного тока полюсов, то нагрузочная характеристика $E''(i)$ получается путем сдвига кривой E' на $\frac{2\alpha A}{w}$ в направлении положительных абсцисс, причем w означает число соединенных последовательно витков у обмотки возбуждения двух полюсов и A — линейную нагрузку, соответствующую якорному току. Наконец, напряжение $U(i)$ на зажимах машины при неизменном якорном токе I_A мы находим по ЭДС при нагрузке, вычтя из нее омическое падение напряжения в цепи якоря. Последнее слагается из падения напряжения в обмотках и проводах $RI_A = RI$ и переходных напряжений под щетками U_b. Таким образом при неизменном якорном токе I_A напряжение на зажимах в функции тока возбуждения i получается, если передвинуть кривую $E''(i)$ на фиг. 391 в направлении отрицательных ординат на $RI + U_b$. Кривые $E'(i)$, $E''(i)$ и $U(i)$ представлены на фиг. 391, в виде примера, для номинального тока, $I_A = I = I_N$. Номинальное напряжение на зажимах обозначено через U_N, ток возбуждения при номинальной мощности через i_N.



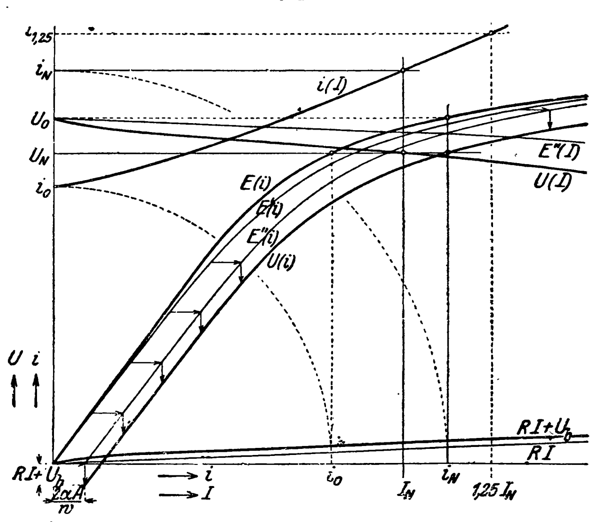
Фиг. 390. Генератор с независимым возбуждением.

U_0 представляет собою напряжение на зажимах при холостом ходе и номинальном токе возбуждения i_N; ток возбуждения при холостом ходе и номинальном напряжении на зажимах обозначен через i_0.

Если найденные для различных якорных токов I_A ЭДС E'' и напряжения на зажимах U при номинальном токе возбуждения i_N отложить в зависимости от нагрузочного тока $I = I_A$, то получаются представленные на фиг. 391 внутренняя и внешняя характеристики $E''(I)$ и $U(I)$ генератора с независимым возбуждением. По мере увеличения нагрузки, при неизменном сопротивлении r цепи возбуждения, индуктируемая ЭДС убывает, и еще больше убывает напряжение на зажимах. Разностью между напряжением на зажимах U_0 при холостом ходе ($I = I_A = 0$, $U_0 = E$) и индуктируемой ЭДС E'' измеряется падение напряжения, обусловленное реакцией якоря. Это падение напряжения возрастает, вследствие кривизны

магнитной характеристики, скорее, а падение напряжения $RI_A + U_b = RI + U_b$, в связи с особыми свойствами переходного сопротивления под щетками, несколько медленнее якорного тока. Поэтому вообще кривые $E''(I)$ и $U(I)$ слегка изогнуты; $U(I)$ при малых нагрузочных токах обращена к оси абсцисс выпуклой, а при больших нагрузочных токах вогнутой стороной.

Когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне (у машин с дополнительными полюсами), то реакция якоря вызывается только поперечным намагничиванием; тогда $E'' = E'$ (ср. § А 4b). Если машина имеет и компенсационную обмотку, то реакция якоря исчезает; тогда $E'' = E' = E$ и единственным падением напряжения является $RI + U_b$. В дальнейшем мы будем всегда предполагать тот общий случай, когда машина не имеет компенсационной обмотки и когда щетки выдвинуты из геометрически нейтральной зоны в том направлении, какого требует безискровая коммутация.



Фиг. 391. Кривые генератора с независимым возбуждением при неизменном числе оборотов. $E(i)$ — характеристика холостого хода, $E'(i)$ и $E''(i)$ — нагрузочные характеристики, $U(i)$ — напряжение на зажимах в функции тока возбуждения при неизменном якорном токе. $E''(I)$ — ЭДС, $U(I)$ — напряжение на зажимах в функции нагрузочного тока. $i(I)$ — регулировочная кривая для номинального напряжения на зажимах.

Чтобы поддерживать напряжение на зажимах U неизменным, надо по мере увеличения нагрузки усиливать возбуждение полюсов, т. е. уменьшать добавочное сопротивление r_v. С помощью кривых $U(i)$ для различных якорных токов $I_A = I$ можно найти соответствующие друг другу значения I и i при номинальном напряжении на зажимах $U = U_N$ и построить так называемую регулировочную характеристику машины $i(I)$, тоже представленную на фиг. 391. Ею руководятся при расчете регулировочного сопротивления r_v.

Обмотка возбуждения должна быть рассчитана так, чтобы при наибольших возможных нагрузке и нагреве и при добавочном сопротивлении $r_v = 0$ тока возбуждения i было достаточно для получения при номинальном числе оборотов номинального напряжения U_N. Согласно нормам Союза германских электротехников [Л 26, § 69) при номинальном числе оборотов и 1,25-кратной номинальной мощности машина должна еще быть в состоянии вырабатывать номинальное напряжение [Р34]. Наибольшее могущее в работе понадобиться значение добавочного сопротивления r_v получается из того усло-

вия, чтобы при холодной обмотке возбуждения и холостом ходе ток возбуждения i мог бы быть ослаблен до такого значения (i_0), при котором бы, в случае номинального числа оборотов, индуктировалось номинальное напряжение U_N.

Машины с независимым возбуждением способны непосредственнв работать параллельно на сеть с неизменным напряжением на зажимах, если приводить их во вращение с неизменным числом оборотов. Нагрузку параллельно работающих машин можно регулировать, изменяя токи возбуждения i (ср. стр. 63).

b) Электродвигатель. Когда машина работает двигателем, то цепь якоря потребляет ток из сети, так что индуктируемая ЭДС всегда меньше напряжения сети. В соответствии с уравн. (90'b) и фиг. 53с ($E_0 = E''$, $RI' = RI_A + U_b$, $X = 0$, $\varphi' = 0$) можно написать:

$$E'' = U - (RI_A + U_b). \tag{659a}$$

Число оборотов (n) и индуктируемая ЭДС машины связаны между собою согласно уравн. (163) и (163') отношением

$$E'' = z \frac{p}{a} n\Phi''_W = \frac{z}{2\pi} \frac{p}{a} \omega' \Phi''_W, \tag{659b}$$

где Φ''_W означает поток витка, сцепленный при нагрузке с короткозамкнутой якорной катушкой. Из уравн. (659a и b) мы получаем и для числа оборотов выражение:

$$n = \frac{U - (RI_A + U_b)}{z \frac{p}{a} \Phi''_W} = \frac{U - (RI_A + U_b)}{E''_{n_N}} n_N, \tag{659c}$$

где E''_{n_N} означает ЭДС, индуктируемую при номинальном числе оборотов n_N и якорном токе I_A. Уравн. (659) справедливы также и для всех других двигателей постоянного тока.

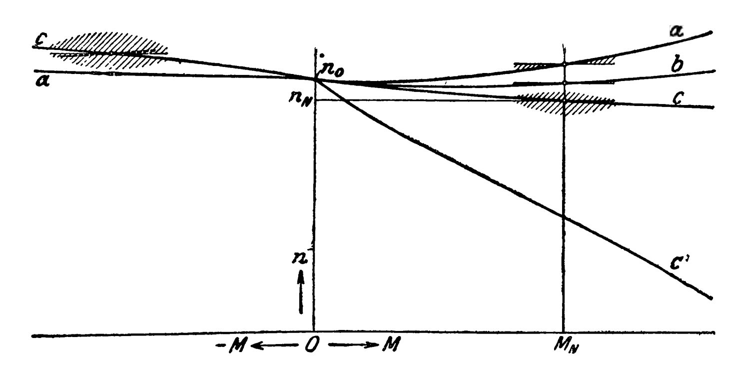
Когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне и машина снабжена компенсационной обмоткой, то, при неизменном возбуждении полюсов, поток Φ''_W не зависит от якорного тока I_A и равняется потоку Φ_W при холостом ходе. Тогда число оборотов пропорционально $U - (RI_A + U_b)$ и мало понижается при нагрузке, поскольку в цепь якоря не включено добавочное сопротивление, так как тогда $RI_A + U_b$ составляет обычно только несколько процентов от напряжения сети U. Следовательно, у компенсированной машины, работающей двигателем при неизменном напряжении сети, число оборотов в зависимости от якорного тока изменяется совершенно так же, как у генератора с неизменным числом оборотов изменяется в зависимости от якорного тока напряжение на зажимах.

Для вращающего момента двигателя постоянного тока мы можем согласно уравн. (184a) и (659b) написать:

$$M = \frac{E'' I_A}{2\pi n} = \frac{E'' I_A}{\omega} = \frac{z}{2\pi} \frac{p}{a} I_A \Phi''_W. \tag{660}$$

При неизменном потоке индукции $\Phi_W^{\cdot}$ вращающий момент пропорционален только якорному току I_A, так что у двигателя с компенсационной обмоткой число оборотов и в зависимости от вращающего момента изменяется так же, как у генератора изменяется напряжение на зажимах в зависимости от якорного или нагрузочного тока.

У двигателя без компенсационной обмотки поток индукции при нагрузке ослабляется, причем, когда щетки стоят в геометрически нейтральной зоне (дополнительные полюса), его ослабляет только поперечная часть реакции якоря (искажение поля под полюсным наконечником); если же щетки сдвинуты из геометрически нейтральной зоны, в том направлении, какого требует безискровая коммутация, то его ослабляет также продольная часть реакции



Фиг. 392. a, b и c — число оборотов двигателя с независимым возбуждением в функции вращающего момента при неизменном напряжении сети и различных степенях реакции якоря. c' — с неизменным добавочным сопротивлением в цепи якоря (ср. фиг. 394).

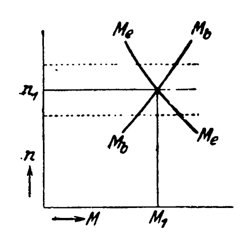
якоря (продольный полный ток). Вследствие ослабления потока индукции число оборотов, согласно уравн. (659с), повышается. В зависимости от того, преобладает ли это влияние или влияние омического падения напряжения, число оборотов в зависимости от нагрузки повышается (кривая a на фиг. 392) или падает (кривая c).

Число оборотов (n) при неизменном токе возбуждения i мы находим по уравн. (659с), подставив для $E_{n_N}^{\cdot}$ ЭДС, которая возникает при токе возбуждения i и якорном токе I_A (ср. фиг. 391). Вращающий момент получается по уравн. (660). Так как $\Phi_W^{\cdot}$ изменяется мало при изменении якорного тока, то кривые n (M) в основном имеют такой же характер, как кривые n (I_A); они представлены на фиг. 392 для трех различных степеней реакции якоря (кривые a, b и c).

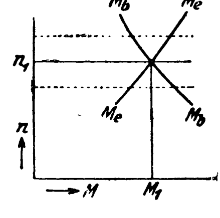
Возможность устойчивой работы при числе оборотов n_1 и вращающем моменте M_1 зависит от кривой момента нагрузки $M_b(n)$. Работа устойчива лишь тогда (фиг. 393а), когда кривые развиваемого в двигателе вращающего момента и момента нагрузки так пересекаются в точке (M_1, n_1), что по мере увеличения числа оборотов превалирует момент нагрузки (двигатель тормозится), а

по мере уменьшения числа оборотов превалирует развиваемый вращающий момент (ход двигателя ускоряется). В противном случае (фиг. 393b) по мере увеличения числа оборотов двигатель продолжает ускорять свой ход, а по мере уменьшения числа оборотов усиливается его торможение. В первом случае двигатель разносится, а во втором он останавливается, если только кривые вращающего момента еще раз не пересекаются при более высоком или более низком числе оборотов, и притом устойчиво.

Если, например, допустить, что момент нагрузки вблизи пересечения с кривою развиваемого момента не зависит от числа оборотов (например, $M_b = \mathrm{const} = M_N$ на фиг. 392), то устойчивая работа возможна лишь при условии, чтобы число оборотов понижалось по мере увеличения развиваемого в двигателе вращающего момента (кривая c на фиг. 392). Тогда при кривых a и b на фиг. 392 работа при номинальном вращающем моменте неустойчива, но при очень малых нагрузках снова становится устойчивой, потому что тогда над реакцией якоря превалирует омическое падение напряжения.



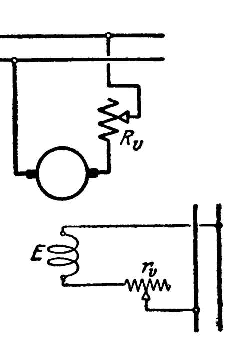
Фиг. 393 a. Устойчивая работа.



Фиг. 393 b. Неустойчивая работа.

Области, в которых ветви кривой момента нагрузки должны лежать вблизи точки пересечения с развиваемым моментом, для того, чтобы работа была устойчивой, заштрихованы на фиг. 392 для номинального вращающего момента M_N. Если число оборотов двигателя возрастает вместе с вращающим моментом, то область устойчивой работы обычно чрезвычайно мала, и в большинстве практических случаев устойчивая работа тогда невозможна. Следовательно, надо непременно предотвратить возрастание числа оборотов по мере увеличения вращающего момента, в случае надобности — намотав несколько витков на полюсах, которые бы обтекались якорным током и усиливали поток индукции при увеличении нагрузки. Если число оборотов двигателя с независимым возбуждением, присоединенного к сети с неизменным напряжением на зажимах, убывает по мере увеличения момента нагрузки (кривая c на фиг. 392), и двигатель приводится во вращение извне, то по мере увеличения числа оборотов развиваемый в двигателе вращающий томент и нагрузочный ток убывают. При числе оборотов холостого хода ток и вращающий момент обращаются в нуль, а при дальнейшем повышении числа оборотов меняют свой знак (см. левую часть на фиг. 392); машина становится генератором и работает обратно на сеть. Если при этом щетки сохраняют то же положение, какое они занимали при работе машины двигателем, то при переходе от двигательного к генераторному режиму продольный полный ток якорной обмотки меняет свой знак и, стало быть, усиливает поле, поскольку он его ослаблял при двигательном режиме. Зато ослабляющее поток действие поперечного полного тока якорной обмотки не зависит от знака якорного тока. Изменение

числа оборотов в функции от вращающего момента зависит при генераторном режиме от степени усиливающего поток действия. Если обусловленное продольным полным током повышение напряжения больше, чем сумма падений напряжения, обусловленных поперечным полным током и омическим сопротивлением, то число оборотов при генераторном режиме должно убывать по мере уменьшения вращающего момента, т. е. увеличения $|-M|$, и наоборот. На фиг. 392 все три кривые a, b и c, из которых только a и c построены для области работы генератором, характеризуются увеличением числа оборотов и при убывании вращающего момента. У кривой c заштрихованы для определенной точки нагрузки те области, в которых должны лежать ветви кривой числа оборотов первичного двигателя в функции от момента нагрузки, для того чтобы работа была устойчива. На фиг. 392 момент нагрузки M_b указан пунктирною кривой для того случая, когда первичным двигателем является электродвигатель с независимым возбуждением, у которого число оборотов вместе с нагрузкой убывает; эта кривая лежит в области устойчивой работы.



Фиг. 394. Двигатель с независимым возбуждением.

При машинах с независимым возбуждением, работают ли они двигателем или генератором, всегда можно достигнуть устойчивой работы посредством надлежащего увеличения сопротивления цепи якоря.

Для пуска в ход двигателя с независимым возбуждением требуется вообще вводить в цепь якоря добавочное сопротивление (R_v на фиг. 394), и уменьшать его по мере увеличения числа оборотов, потому что, пока якорь не тронулся с места, в его обмотке еще не индуктируются ЭДС, а значит ток в якоре достиг бы недопустимой силы при отсутствии пускового сопротивления. Однако, в некоторых случаях включают якорь при пуске в ход на сеть без добавочного сопротивления, чтобы воспользоваться возникающим тогда толчком тока для получения сильного начального момента вращения [Л183].

c) Регулирование числа оборотов. Уравн. (659c) для числа оборотов показывает нам, как можно регулировать число оборотов двигателя.

Прежде всего для этого можно изменять напряжение на зажимах U. Чем больше U, тем больше число оборотов, и так как обычно падение напряжения $RI_A + U_b$ в цепи якоря очень мало по сравнению с напряжением на зажимах, то число оборотов и напряжение на зажимах приблизительно пропорциональны друг другу. Только при очень малых числах оборотов становится заметным влияние падения напряжения.

Когда для питания двигателя имеется в распоряжении специальный генератор, то напряжение на зажимах можно регулировать по простому способу, изменяя возбуждение генератора по схеме Леонарда, представленной на фиг. 395. При неизменном токе возбуждения двигателя и неизменном числе оборотов генератора

число оборотов холостого хода двигателя определяется тогда однозначно током возбуждения генератора, и оно пропорционально напряжению U_A на якоре двигателя. Число оборотов двигателя изменяется незначительно в зависимости от нагрузки.

Однако в большинстве случаев цепь якоря двигателя присоединена к сети с неизменным напряжением. Тогда напряжение якоря у двигателя можно изменять посредством добавочного сопротивления в цепи якоря (ср. фиг. 394). Но это регулирование очень неэкономично, особенно в том случае, если его надо производить в широких пределах. Если через n_N обозначить число оборотов при добавочном сопротивлении $R_v = 0$, через U_N — неизменное напряжение сети и через R_Z — сопротивление обмоток цепи якоря без добавочного сопротивления, то при добавочном сопротивлении R_v число оборотов равно

$$n = \frac{U_N - [(R_Z + R_v)\, I_A + U_b]}{U_N - (R_Z\, I_A + U_b)}\, n_N. \tag{661}$$

Отсюда для электрической мощности, которая в добавочном сопротивлении превращается в теплоту, получается выражение

$$R_v I^2{}_A = \frac{n_N - n}{n} \left\{ U_N - [(R_Z + R_v)\, I_A + U_b] \right\} I_A; \tag{661a}$$

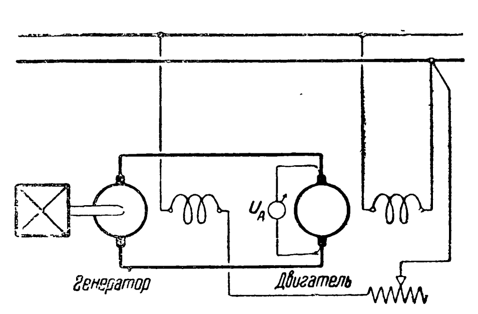
она составляет $\frac{n_N - n}{n}$-ую часть электрической работы, которая за одну секунду в якоре двигателя превращается в механическую работу, и уже при половинном числе оборотов $\left(\frac{n}{n_N} = \frac{1}{2}\right)$ уравнивается с ней. Сюда еще присоединяются потери в самом двигателе.

Если не изменять добавочного сопротивления при изменении нагрузки, то по уравн. (659с) число оборотов гораздо скорее понижается вместе с нагрузкой, чем у двигателя без добавочного сопротивления, а это для многих приводов нежелательно. Например, на фиг. 392 кривая c' изображает число оборотов в функции от вращающего момента, когда добавочное сопротивление установлено так, что при номинальном вращающем моменте получается половинное номинальное число оборотов; кривая c изображает число оборотов у двигателя без добавочного сопротивления. Так как падение напряжения в добавочном сопротивлении зависит от нагрузки, то для поддержания числа оборотов неизменным при изменении нагрузки нужно иметь возможность регулировать в широких пределах величину добавочного сопротивления. В связи с этим получаются очень невыгодные размеры добавочного сопротивления.

Значительно более экономичным способом регулирования числа оборотов является изменение потока индукции Φ''_W, которому, согласно уравн. (659с), обратно пропорционально число оборотов. Для этого пользуются добавочным сопротивлением r_v в цепи возбуждения. Правда, при таком регулировании двигатель не при всех числах оборотов может работать с тем потоком индукции,

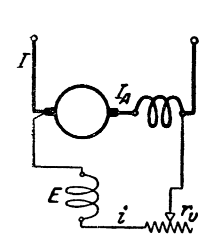
который соответствует наилучшему коэфициенту полезного действия, но потери в двигателе превышают тогда потери при номинальном режиме обычно лишь на несколько процентов. Электрическая мощность, превращаемая в добавочном сопротивлении r_v в теплоту, незначительна, так как она соответствует только некоторой части мощности, потребляемой в обмотке возбуждения, а эта последняя составляет обычно только несколько процентов от мощности машины.

Величина двигателя в основном определяется наибольшим якорным током и наибольшим потоком индукции, возникающими при работе. Когда при регулировании числа оборотов посредством изменения потока требуемый вращающий момент понижается медленнее, чем это соответствует обратной пропорциональности числу оборотов, то мощность, а следовательно и якорный ток, возрастают вместе с числом оборотов. Наибольший якорный ток и наибольший поток индукции возникают тогда при различных числах оборотов, и поэтому регулируемый двигатель должен иметь большие размеры, чем необходимо для наибольшего вращающего момента.



Фиг. 395. Схема Леонарда.

Регулировать число оборотов вниз посредством изменения поля можно только до известного предела, потому что для этой цели нужно усиливать поток индукции, а насыщение железа быстро кладет предел этому усилению. Дальнейшее регулирование числа оборотов вниз можно производить, при неизменном напряжении сети, только посредством реостата в цепи якоря.



Фиг. 396. Шунтовой генератор.

2. Шунтовая машина.

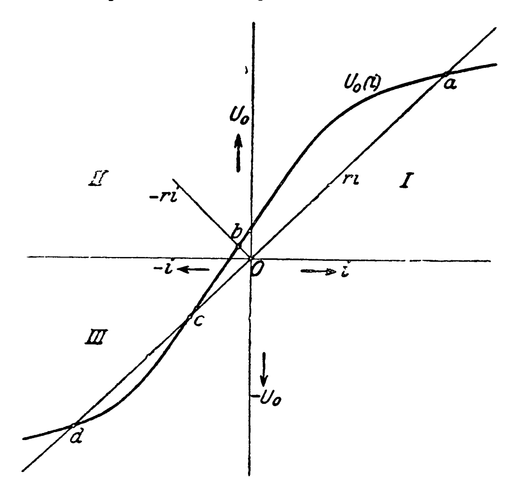
Наиболее распространенной машиной постоянного тока является шунтовая машина. У нее обмотка возбуждения E (фиг. 396), соединенная последовательно с добавочным сопротивлением r_v, служащим для изменения тока возбуждения, включена параллельно к цепи якоря.

а) Генератор. Шунтовой генератор сам возбуждает свой поток индукции по электро-динамическому принципу Вернера Сименса. В невозбужденном индукторе содержится некоторый остаточный магнетизм. Когда шунтовая машина приводится во вращение, то этот поток индуктирует ток в цепи, которую образуют якорная обмотка и обмотка возбуждения. Этот ток возбуждает магнитное поле, которое, смотря по тому, как присоединена обмотка возбуждения, действует в направлении остаточного магнетизма или против него. В последнем случае остаточный магнетизм ослабляется, так что машина не может возбудиться. Но если тогда пересоединить концы обмотки возбуждения, то возбуждаемое поле начинает поддерживать остаточный магнетизм и ток, индуктируемый в цепи (якорной об-

мотки и обмотки возбуждения), возрастает. В силу взаимного влияния поток и ток могли бы возрастать беспредельно, если бы поток индукции был пропорционален полному току (прямолинейная характеристика холостого хода). Но так как характеристика изогнута, то поток и ток постепенно возрастают все медленнее и, наконец, возникает установившееся состояние. Это состояние при холостом ходе определяется уравнением

$$(R + r)i + U_{bi} = E''_0(i) \approx E(i). \qquad (662a)$$

Здесь R означает сопротивление цепи якоря, r — сопротивление шунта между зажимами машины, i — ток в обмотке возбуждения, U_{bi} — переходное напряжение под щетками при токе i и $E''_0(i)$ — ЭДС, индуктируемую в якорной обмотке, нагруженной током $I_A = i$.



Фиг. 397. Точки пересечения прямых сопротивления ri и $-ri$ с характеристикой холостого хода $U_0(i)$; a, b и d определяют устойчивый режим, c — неустойчивый.

Так как ток i составляет только несколько процентов от номинального якорного тока, то реакцией якоря можно пренебречь и положить $E''_0(i)$ приблизительно равной индуктируемой при холостом ходе ЭДС $E(i)$. Из уравн. (662a) следует:

$$ri = E''_0(i) - (Ri + U_{bi}) = U_0(i), \qquad (662)$$

где $U_0(i)$ представляет собою характеристику холостого хода шунтовой машины, которую можно получить путем непосредственных измерений. $U_0(i)$ только на несколько десятых процента отклоняется от $E(i)$.

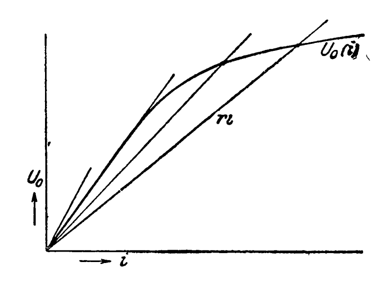
На фиг. 397 показана характеристика холостого хода $U_0(i)$ шунтовой машины, причем, ради ясности, предположен преувеличенный остаточный магнетизм. Точки пересечения a, b, c, d характеристики холостого хода с прямыми ri и $-ri$, отложенными над i и $-i$, с так называемыми прямыми сопротивления, изображают возможные состояния равновесия при холостом ходе, в которые машина может приходить при сопротивлении цепи возбуждения r (между зажимами машины) [P 35]. При правильно присоединенной цепи возбуждения (квадрант I на фиг. 397) остаточный магнетизм индуктирует ток возбуждения, поток которого поддерживает остаточный магнетизм. Машина возбуждается до точки пересечения a прямой ri с характеристикой холостого хода $U_0(i)$. Во время процесса возбуждения разность $U_0 - ri$ равняется ЭДС покоя, индуктируемой в витках вследствие изменения тока возбуждения и равной нулю в установившемся состоянии. Точка пересечения a соответствует устойчивому состоянию равно-

весия, потому что U_0 изменяется в зависимости от i медленнее, чем ri. Если обмотка возбуждения присоединена так, что индуктируемый остаточным магнетизмом ток возбуждения ослабляет этот магнетизм, то точка пересечения b в квадранте *II* между $-ri$ и $U_0(i)$ изображает состояние равновесия. Это состояние опять-таки устойчиво, потому что U_0 при убывающем $(-i)$ возрастает, и наоборот. Наконец, в квадранте *III* мы получаем еще точки пересечения c и d между ri и U_0. Но на этой ветви характеристики холостого хода машина не возбуждается самостоятельно, а лишь в том случае, если ее извне намагнитить до точки c или выше. Тогда она возбуждается до точки d, которая соответствует устойчивому состоянию равновесия. Точка же c изображает неустойчивое состояние равновесия, потому что U_0 при уменьшении или увеличении i убывает или возрастает скорее, чем ri.

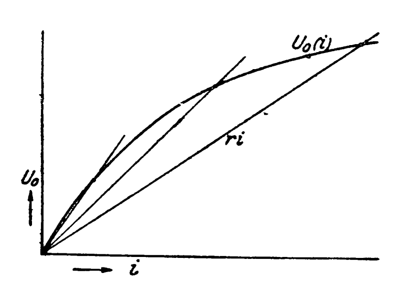
На ветви характеристики в квадранте *III* напряжение на зажимах может при размагничивании машины „опрокинуться", если продольный полный ток якорной обмотки ослабляет поток, возбуждаемый обмоткою полюсов, а внешнее сопротивление обладает индуктивностью. При достаточно сильных продольном полном токе якоря и индуктивности во внешней цепи ток в якорной цепи машины может тогда, при размагничивании машины, уменьшаться медленнее, чем ток в цепи возбуждения, так что результирующий поток во время размагничивания изменит свой знак. Тогда п о л я р н о с т ь м а ш и н ы и з м е н я е т с я [Л 187]. При этом остаточный магнетизм обычно меняет свой знак, так что при возбуждении машины наново у нее обнаруживается изменившаяся полярность щеток. Но может также случиться, что возникающий при процессе размагничивания противодействующий полный ток будет как раз настолько сильным, что уничтожит остаточный магнетизм; тогда нужно наново возбудить машину от независимого источника тока. Изменение полярности можно предотвратить с помощью нескольких витков на главных полюсах, соединенных последовательно с якорной обмоткой и усиливающих поток. Явление изменения полярности часто наблюдается у машин постоянного тока, питающих обмотку возбуждения синхронной машины. Машины с дополнительными полюсами, у которых щетки установлены неточно и при этом так смещены из середины дополнительных полюсов [Р36], что у якоря получается противодействующий полный ток, особенно чувствительны в этом отношении, потому что поток дополнительных полюсов тоже ослабляет тот поток, которым определяется индуктируемая в якорной обмотке ЭДС (ср. фиг. 323).

На фиг. 398 представлены прямые ri для различных сопротивлений r и их точки пересечения с характеристикой холостого хода в первом квадранте, которым определяется установившаяся работа, причем не принят во внимание остаточный магнетизм, обычно незначительный. Для тех сопротивлений r, при которых угол наклона больше, чем угол наклона проходящей через начало координат касательной к характеристике холостого хода, вообще не получается точки пересечения. В действительности, благодаря остаточному магнетизму, такая точка пересечения существует, но она соответствует столь малому напряжению U_0, что о самовозбуждении

машины уже говорить не приходится. На нижней прямолинейной части магнитной характеристики машина не может работать устойчиво, если только остаточный магнетизм не исключительно велик; в самом деле, при незначительном увеличении числа оборотов или уменьшении сопротивления r напряжение возрастает до колена ха-

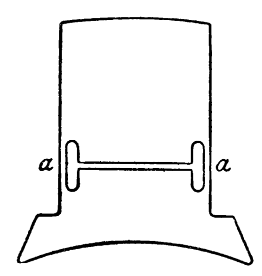


Фиг. 398. Характеристика холостого хода и различные прямые сопротивления.



Фиг. 399. Изогнутая в нижней части характеристика холостого хода.

рактеристики холостого хода, а при незначительном уменьшении числа оборотов или увеличении r оно практически сходит на нуль. Шунтовой генератор требует поэтому изогнутой характеристики, которая необходима также в том случае, когда напряжение должно поддерживаться на неизменном уровне быстродействующим регулятором.



Фиг. 400. Полюсный сердечник с узкими железными мостиками и параллельным воздушным зазором.

Для увеличения области устойчивой работы машины характеристика холостого хода уже в нижней своей части должна быть заметно изогнутой (фиг. 399). Достигнуть такой изогнутости удается в том случае, когда короткие участки магнитной цепи заметно насыщены уже при слабом возбуждении. Для этой цели фирма Броун-Бовери К° (BBC) конструирует сердечники полюсов согласно фиг. 400. При слабом возбуждении поток в основном проходит через узкие железные части a и, вследствие насыщения этих частей, создает заметную изогнутость в магнитной характеристике. При больших возбуждениях наибольшая часть потока проходит через воздушную щель между частями a. Вкладывая железные листы в выемки полюсных сердечников, можно в известных пределах изменять форму характеристики холостого хода. Другая конструкция полюсов для увеличения области устойчивой работы показана на фиг. 401. Тут полюсный сердечник набран из листов, некоторые из которых выступают в воздушный промежуток и насыщаются уже при небольших силах тока возбуждения. Разумеется, подобные средства для увеличения области устойчивости требуют соответственного увеличения полного тока полюсов.

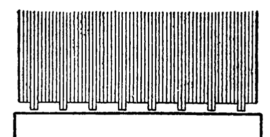
Кривые напряжения на зажимах в функции от нагрузочного тока $I = I_A - i$ при неизменном сопротивлении шунта r определяются следующим образом:

На фиг. 402 кривая $U_0(i)$ изображает характеристику холостого хода. Ее пересекает прямая ri в точке a. Ордината точки a изображает напряжение холостого хода U_0 при сопротивлении шунтовой цепи r. Кроме того, прямая пересекает характеристику холостого хода еще и в начале координат O. Это состояние равновесия устойчиво, если машина замкнута накоротко. Напряжение на зажимах и ток возбуждения равны тогда нулю, а если пренебречь остаточным магнетизмом, то и внешний ток равен нулю.

При нагрузке якоря неизменным током I_A состояние равновесия дается уравнением

$$ri = U(i), \tag{663}$$

где $U(i)$ означает напряжение на зажимах в функции от тока возбуждения при неизменном якорном токе I_A. $U(i)$ мы находим по ЭДС при холостом ходе, как у машины с независимым возбуждением.



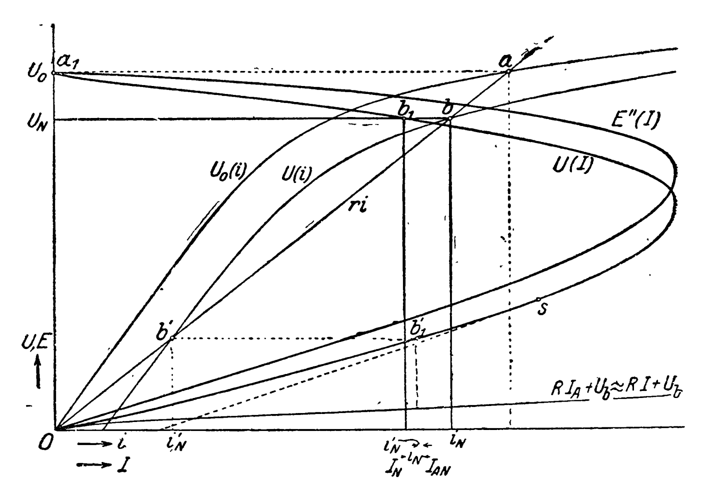
Фиг. 401. Полюсный сердечник с выступающими в воздушный промежуток листами для получения характеристики, изогнутой в своей нижней части.

На фиг. 402 такая нагрузочная характеристика $U(i)$, в виде примера, представлена для номинального якорного тока I_{AN}. Прямая ri, где r для примера выбрано так, что при номинальном напряжении на зажимах U_N возникает номинальный якорный ток $I_N + i_N$, пересекает эту нагрузочную характеристику в точках b и b'. Если вычесть из якорного тока I_A ток возбуждения i, то получается внешний ток $I = I_A - i$. Так как точка пересечения b соответствует номинальному напряжению на зажимах, а кривая $U(i)$ построена для номинального якорного тока, то для точки b ток $I_{AN} - i_N = I_N$ является номинальным током машины. Если обозначить через i'_N ток возбуждения для точки b', то имеем для этой точки $I = I_{AN} - i'_N$. Так получаются обе точки b_1 и b'_1 на фиг. 402, и они дают нам напряжение на зажимах при внешних токах $I_{AN} - i_N$ и $I_{AN} - i'_N$. Повторив это построение для различных якорных токов, мы получаем кривую $U(I)$ напряжения на зажимах U в функции от нагрузочного тока $I = I_A - i$. [P37]. Эта кривая состоит из двух ветвей и при постепенном уменьшении сопротивления во внешней цепи ординаты проходят по ней от a_1 через b_1 и b'_1 до O.

Если сложить с напряжением на зажимах омическое падение напряжения в цепи якоря $RI_A + U_b$, то получается индуктируемая ЭДС E''. Практическое значение имеет только верхняя ветвь у кривых $U(I)$ и $E''(I)$; на нижнюю мы попадаем только при очень малом внешнем сопротивлении. На стр. 485 мы покажем, что практически устойчива вся эта область, поскольку устойчиво напряжение холостого хода.

Таким образом, если пренебречь остаточным магнетизмом, то при коротком замыкании шунтовой машины ток по ней не проходит, между тем как машина с независимым возбуждением выраба-

тывает при коротком замыкании максимальный ток. Из этого, однако, не следует, что для шунтовой машины внезапное короткое замыкание безвредно, ибо в момент короткого замыкания имеющееся магнитное поле может затухать только постепенно. Остаточный магнетизм является причиною того, что и при установившемся коротком замыкании все еще имеется некоторый нагрузочный ток. Кривая напряжения на зажимах $U(I)$ для этого случая указана пунктиром на фиг. 402.

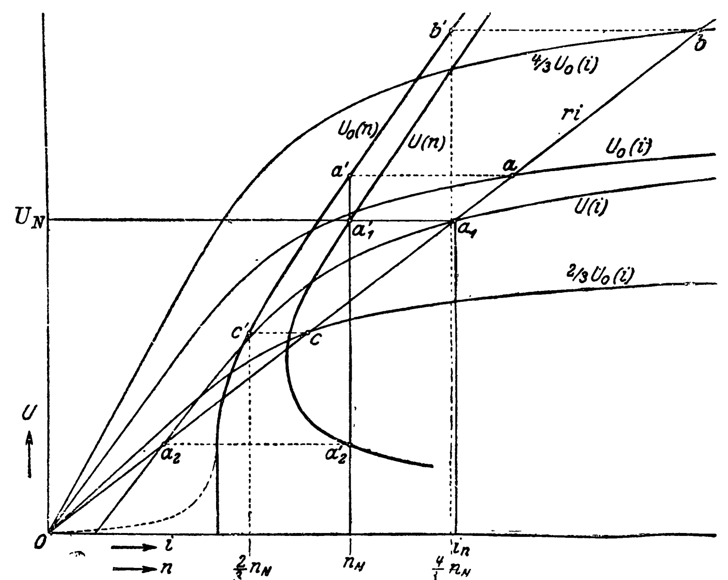


Фиг. 402. Кривые шунтового генератора при неизменном числе оборотов. $U_0(i)$ — характеристика холостого хода, $U(i)$ — нагрузочная характеристика при неизменном якорном токе в функции тока возбуждения. $E''(I)$ — ЭДС, $U(I)$ — напряжение на зажимах в функции нагрузочного тока $I = I_A - i$ — при неизменном сопротивлении шунтовой цепи.

Регулировочная характеристика $i(I_A)$ при номинальном напряжении на зажимах U_N тождественна регулировочной характеристике $i(I)$ у генератора с независимым возбуждением, представленной на фиг. 391. У шунтового генератора внешний ток равен $I = I_A - i$, так что мы получаем кривую $i(I)$ для шунтового генератора из аналогичной кривой для генератора с независимым возбуждением, вычитая из абсцисс соответственные токи возбуждения i; так как i всегда мал по сравнению с I_A, то для шунтового генератора $i(I) \approx i(I_A)$, а потому на фиг. 402 эта кривая не показана.

В то время как у машины с независимым возбуждением напряжение на зажимах при холостом ходе пропорционально числу оборотов, оно у шунтовой машины изменяется гораздо скорее, чем число оборотов, потому что при неизменном добавочном сопротивлении r_v ток возбуждения пропорционален напряжению на зажимах. На фиг. 403 представлены напряжения на зажимах при холостом ходе и независимом возбуждении $U_0(i)$, $\frac{4}{3}U_0(i)$ и $\frac{2}{3}U_0(i)$

для различных чисел оборотов $\left(n_N, \frac{4}{3} n_N, \frac{2}{3} n_N\right)$. При неизменном сопротивлении шунтовой цепи r напряжения на зажимах определяются точками пересечения a, b и c прямой ri с характеристиками холостого хода. Если отложить определившиеся отсюда напряжения на зажимах в функции от числа оборотов, то получаются точки a', b' и c' кривой $U_0(n)$, представленной на фиг. 403. При том числе оборотов, при котором наклон проходящей через начало



Фиг. 403. Определение напряжения на зажимах шунтового генератора в функции числа оборотов, $U_0(n)$ — при холостом ходе, $U(n)$ — при нагрузке неизменным якорным током.

координат касательной к характеристике холостого хода равен наклону прямой ri, напряжение на зажимах падает до нуля. Под влиянием остаточного магнетизма напряжение на зажимах исчезает только при нулевом числе оборотов и изменяется примерно по пунктирной кривой на фиг. 403.

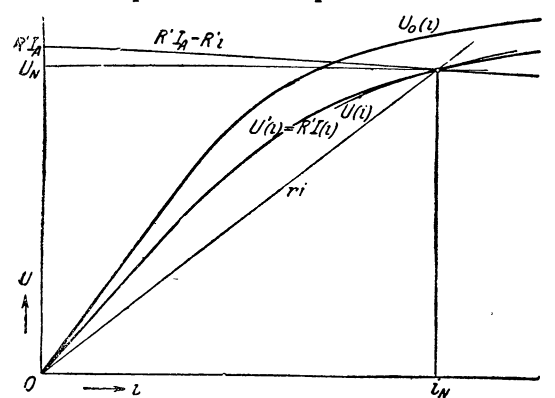
Подобным же образом мы получаем напряжение на зажимах в функции от числа оборотов при неизменном якорном токе по точкам пересечения прямой сопротивления с нагрузочными характеристиками для одного и того же якорного тока при различных числах оборотов. Такая кривая $U(n)$ представлена, в виде примера, на фиг. 403 для номинального якорного тока. Ради ясности кривая $U(i)$ построена только для номинального числа оборотов. Ее пересекает прямая сопротивления в точках a_1 и a_2. Этим точкам пересечения соответствуют точки a_1' и a_2' кривой $U(n)$.

Когда шунтовая машина применяется для **п и т а н и я о б м о т к и в о з б у ж д е н и я с и н х р о н н о й м а ш и н ы** и когда с целью возможного сокращения потерь регулирование тока возбуждения синхронной машины производится посредством изменения напряжения на зажимах работающей в качестве возбудителя машины по-

стоянного тока (регулирование добавочного сопротивления r_v в шунте), то нагрузочное сопротивление внешней цепи при установившемся тепловом состоянии неизменно. Если это сопротивление цепи возбуждения синхронной машины обозначить через R', нагрузочный ток (ток возбуждения синхронной машины) — через I и напряжение на зажимах шунтовой машины при неизменном R' — через U', то должно иметь место равенство:

$$U' = R'I = R'I_A - R'i. \tag{664}$$

Если по известному нам способу найти нагрузочную характеристику $U(i)$ для предполагаемого неизменным якорного тока I_A, то точка пересечения прямой $R'I_A - R'i$ [уравн. (664)] с $U(i)$ является одною точкой нагрузочной характеристики $U'(i)$. На фиг. 404 это построение указано, в виде примера, для номинальных величин. Повторив это построение для различных якорных токов, мы получаем представленную на фиг. 404 нагрузочную характеристику $U'(i)$ для неизменного сопротивления R' во внешней цепи. При определенном сопротивлении r шунта каждое напряжение на зажимах U' определяется точкою пересечения прямой сопротивления ri (проведенной на фиг. 404, в виде примера, для номинального напряжения на зажимах) с кривою $U'(i)$.



Фиг. 404. Определение напряжения на зажимах $U'(i)$ шунтового генератора в функции тока возбуждения при неизменном сопротивлении R' внешней цепи по кривой $U(i)$ при неизменном якорном токе.

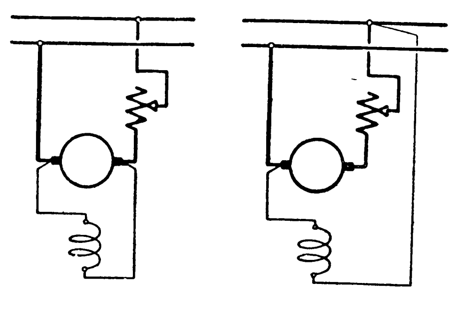
В нижней части эта нагрузочная характеристика $U'(i)$ почти прямолинейна. В этой части так же невозможна устойчивая работа, как в соответственной части характеристики холостого хода, поскольку остаточный магнетизм незначителен. Малейшее изменение числа оборотов или одного из сопротивлений r и R' влечет за собою либо возрастание напряжения до колена характеристики, либо полное его исчезновение, смотря по тому, в каком направлении произошло это изменение.

Для увеличения области устойчивого напряжения пользуются главным образом средствами, описанными на стр. 480. Если в распоряжении имеется источник тока с практически неизменным напряжением, то можно также, для увеличения области устойчивости, питать от этого источника помещенную на полюсах шунтовой машины добавочную обмотку возбуждения, которая сдвигает нагрузочную характеристику $U'(i)$ на фиг. 404 в направлении отрицательных абсцисс на $\frac{\Theta_f}{w}$, причем Θ_f означает неизменный полный ток

добавочной обмотки возбуждения (возбуждаемой от независимого источника). Тогда прямые ri пересекают и нижнюю прямолинейную часть (сдвинутой) нагрузочной характеристики $U'(i)$.

С помощью характеристик $U'(i)$ для неизменного внешнего сопротивления R' мы можем исследовать, какие части устойчивы у характеристики $U(I)$ на фиг. 402, предполагающей неизменное сопротивление r в шунте, но изменяющееся сопротивление R' во внешней цепи. С этой целью мы определяем для отдельных точек кривой $U(I)$ соответственные характеристики $U'(i)$, причем внешнее сопротивление R' всякий раз надо считать неизменным. Пренебрегая остаточным магнетизмом, мы получаем тогда для части, простирающейся на фиг. 402 от a_1 через b_1 приблизительно до точки s устойчивые точки пересечения прямой сопротивления ri с характеристиками $U'(i)$, между тем как часть, простирающаяся от s через b'_1 до O, оказывается неустойчивой. Но, благодаря всегда имеющемуся остаточному магнетизму, эта нижняя часть кривой $U(I)$ тоже устойчива.

Параллельная работа шунтовых генераторов на сеть с неизменным напряжением совершается в таких же условиях, как при генераторах с независимым возбуждением, так как в обоих случаях цепь возбуждения находится под неизменным напряжением. Поэтому шунтовые генераторы могут работать параллельно и с имеющими независимое возбуждение генераторами.



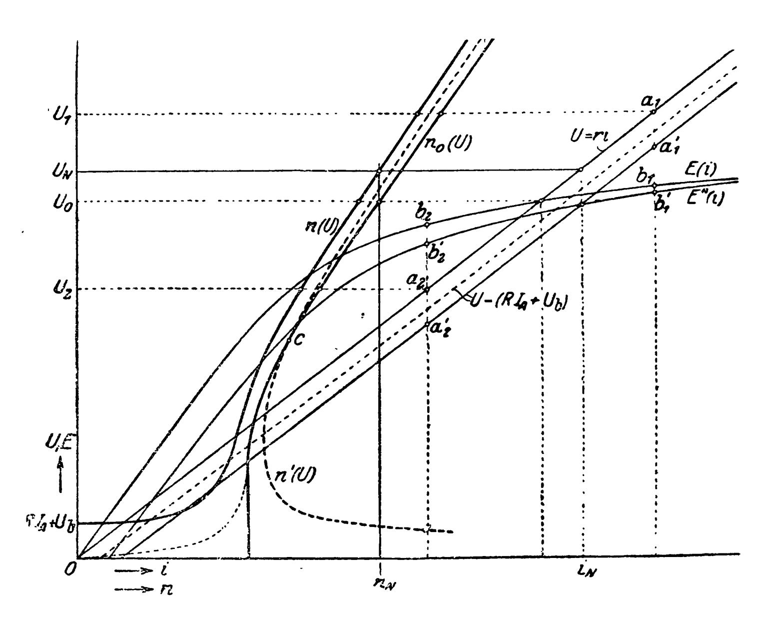
Фиг. 405a. Неправильное включение

Фиг. 405b. Правильное включение пускового сопротивления у шунтового двигателя.

b) Электродвигатель. Число оборотов шунтового двигателя в функции от якорного тока или от вращающего момента изображается при неизменном напряжении сети и неизменном сопротивлении цепи возбуждения совершенно такою же кривой, как у двигателя с независимым возбуждением, у которого цепь возбуждения тоже находится под неизменным напряжением. Чтобы ток при пуске в ход шунтового двигателя был по возможности невелик, пусковое сопротивление должно быть включено не перед всем двигателем, как на фиг. 405a, а в цепь якоря, как на фиг. 405b.

Зато при меняющемся напряжении сети или напряжении на зажимах шунтовой двигатель ведет себя иначе, чем двигатель с независимым возбуждением. У этого последнего при неизменном вращающем моменте, если пренебречь незначительным падением напряжения в цепи якоря, число оборотов пропорционально напряжению на зажимах, поскольку мы не изменяем тока в цепи возбуждения. У шунтового же двигателя вместе с напряжением на зажимах изменяется также ток в цепи возбуждения. На фиг. 406 ЭДС $E(i)$ при холостом ходе изображена для номинального числа оборотов n_N и напряжения сети $U = ri$. При напряжении на зажи-

мах U_0, когда обе кривые пересекаются, работающий вхолостую двигатель, для которого мы можем положить якорный ток равным нулю, имеет число оборотов n_N. Если обозначить ординаты точек пересечения так же, как точки на фиг. 406, то число оборотов при напряжении на зажимах U_1 должно измениться в отношении $\frac{a_1}{b_1}$, а при напряжении на зажимах U_2 — в отношении $\frac{a_2}{b_2}$, чтобы при токе возбуждения, который определяется напряжением на зажимах U_1 или U_2, индуктируемая в якоре ЭДС равнялась напряжению сети. Мы получаем тогда для числа оборотов холостого хода в функции напряжения на зажимах представленную на фиг. 406 кривую $n_0(U)$, которая тождественна кривой $U_0(n)$ на фиг. 403. При нагрузке



Фиг. 406. Определение числа оборотов шунтового двигателя в функции напряжения на зажимах при неизменном сопротивлении в шунтовой цепи. $n_0(U)$ при холостом ходе, $n(U)$ и $n'(U)$ — при нагрузке в случае большого и в случае малого омического падения напряжения в цепи якоря.

якоря неизменным током, например номинальным якорным током, мы по известному нам способу находим соответствующую якорному току ЭДС $E''(i)$ и проводим прямую $U-(RI_A+U_b)$. Числа оборотов получаются тогда для сплошной прямой $U-(RI_A+U_b)$ при напряжениях на зажимах U_1 и U_2 равными $\frac{a_1'}{b_1'}n_N$ и $\frac{a_2'}{b_2'}n_N$. Так получается кривая $n(U)$ при неизменном якорном токе. Так как число оборотов при том же напряжении на зажимах меньше, чем при холостой работе двигателя, то двигатель работает устойчиво при обычно встречающихся приводах. При $U=RI_A+U_b$ число оборотов сходит на нуль.

Когда омическое падение напряжения $RI_A + U_b$ значительно меньше значений, вытекающих из сплошной прямой $U - (RI_A + U_b)$ на фиг. 406, то при напряжении на зажимах U, при котором

$$\frac{U - (RI_A + U_b)}{E''} > \frac{U}{E},$$

мы получаем возрастающее по мере увеличения нагрузки число оборотов. Например, для пунктирной прямой $U - (RI_A + U_b)$ на фиг. 406 получается пунктирная кривая $n'(U)$. Ниже того напряжения на зажимах U, где $n'(U)$ и n_0 (U) пересекаются (точка c), двигатель уже не работает устойчиво при обычно встречающихся приводах.

Таким образом, при колебаниях напряжения в сети число оборотов изменяется у шунтового двигателя в меньшей мере, чем у двигателя с независимым возбуждением. Особенно незначительны колебания числа оборотов в том случае, когда двигатель нормально работает на прямолинейной части магнитной характеристики.

В отношении генераторного режима шунтовой двигатель совершенно подобен двигателю с независимым возбуждением.

3. Машина с сериесным возбуждением.

Фиг. 407. Генератор с последовательным возбуждением.

Соединив последовательно обмотку возбуждения и цепь якоря, мы получаем машину с последовательным возбуждением или так называемую сериесную машину (фиг. 407). Так как здесь нагрузочный ток проходит по обмотке возбуждения, то число ее витков должно быть меньше, чем у шунтовой машины, в отношении $\frac{i}{I}$ для получения того же полного тока возбуждения. Число витков обмотки возбуждения у сериесной машины составляет, таким образом, при равенстве прочих условий только несколько процентов от числа витков обмотки возбуждения шунтовой машины.

а) Генератор. Подобно шунтовому генератору, генератор с последовательным возбуждением тоже сам создает свое магнитное поле, когда цепь якоря замкнута на достаточно малое внешнее сопротивление и когда обмотка возбуждения включена так, что проходящий по ней ток возбуждает поток, действующий в направлении остаточного магнетизма.

Характеристика холостого хода $E(I)$ вычисляется так же, как у машины с независимым возбуждением; снять ее экспериментально можно только при независимом возбуждении, так как при холостом ходе по обмотке возбуждения ток не проходит.

ЭДС, индуктируемую в якорной обмотке при нагрузке, можно определить по характеристике холостого хода так же, как это было показано в § 1а применительно к машине с независимым возбуждением. Надо только иметь в виду, что у сериесной машины каждой точке характеристики холостого хода соответствует строго

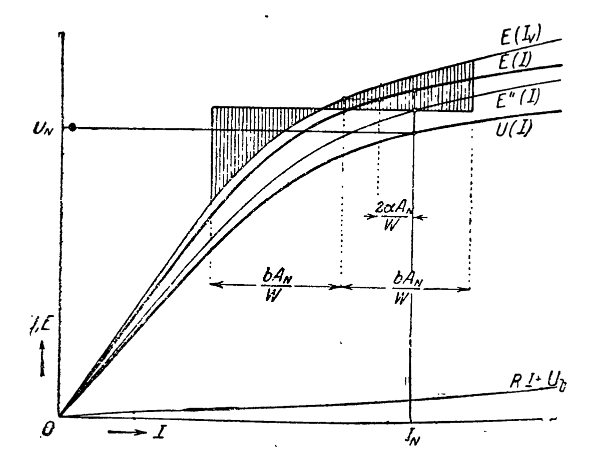
определенный нагрузочный ток, ибо обмотка возбуждения и якорная обмотка соединены последовательно и обтекаются одним и тем же током, а именно нагрузочным током I.

На фиг. 408 указано построение нагрузочной характеристики для номинального нагрузочного тока I_N, причем допущено, что щетки сдвинуты из геометрически нейтральной зоны у не имеющей дополнительных полюсов машины на угол α, измеренный на окружности якоря, в направлении безискровой коммутации. Кроме характеристики холостого хода $E(I)$, представлена еще кривая $E(I_V)$, которая соответствует кривой $E(2U_V)$ на фиг. 320. Имеем

$$I_U = \frac{2U_V}{W} = \frac{2U_V}{\Theta} I, \quad (655a)$$

где U_V означает магнитное распределительное напряжение (см. § А2), W — число последовательно соединенных витков на двух полюсах и $\Theta = WI$ полный ток одной цепи обмотки возбуждения. Чтобы найти для нагрузочного тока I индуктируемую ЭДС $E''(I)$ (ср. §§ А3а и 4b), мы вычитаем из тока I разделенный на W противодействующий полный ток якоря $2\alpha A$, где

$$A = \frac{zI}{2\pi aD} \quad (665b)$$



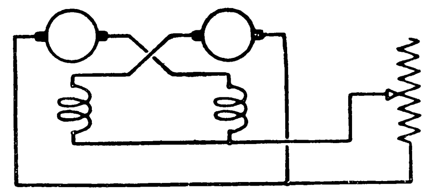
Фиг. 408. Кривые сериесного генератора. $E(I)$ — характеристика холостого хода, $E''(I)$ — нагрузочная характеристика, $U(I)$ — напряжение на зажимах в функции тока возбуждения или нагрузочного тока, $E(I_v)$ — вспомогательная кривая для учета искажения поля. Построение произведено для I_N.

означает линейную нагрузку, далее находим согласно фиг. 320 для результирующего продольного полного тока индуктируемую ЭДС и откладываем ее в зависимости от I. Если из значений кривой $E''(I)$ вычесть еще падение напряжения $RI + U_b$ во всей цепи якоря (включая обмотку возбуждения), то в результате получается напряжение на зажимах U в функции от тока возбуждения или нагрузочного тока I.

Генераторы с последовательным возбуждением непосредственно не способны работать параллельно на общую сеть. Усиление тока в одном из них, например вследствие увеличения числа оборотов первичного двигателя, влечет за собою повышение индуктируемой ЭДС, которое вызывает дальнейшее усиление тока, а значит и дальнейшее повышение ЭДС этой машины. Тогда остальные машины разгружаются и в конце концов начинают работать как двигатели. Но если у двух одинаковых сериесных генераторов соединить последовательно якорную обмотку одной машины с обмоткой возбуждения другой, и наоборот (ср. фиг. 409), то возрастание якорного тока у одной машины вызывает возрастание тока и у другой; тогда парал-

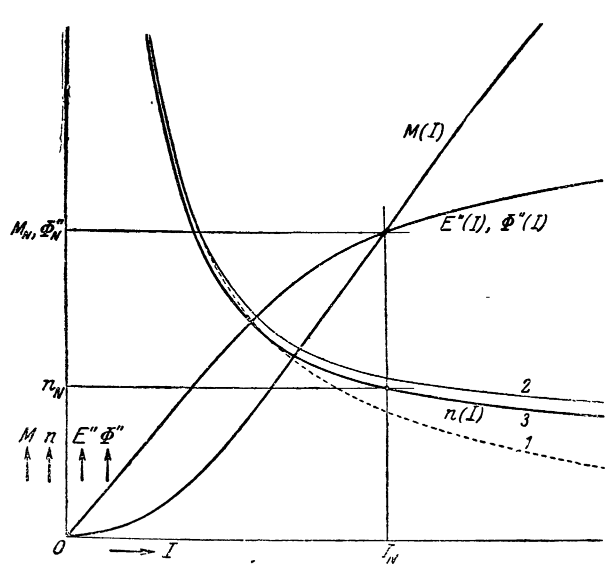
лельная работа устойчива. Это так называемое „перекрестное соединение“ применяется при торможении сопротивлением трамваев или электровозов, которые обычно бывают снабжены двумя двигателями.

Сериесная машина имеет большое практическое значение лишь как сериесный двигатель, к рассмотрению которого мы переходим.



Фиг. 409. Перекрестное соединение для торможения сопротивлением при параллельной работе генераторов.

b) Электродвигатель. Число оборотов сериесного двигателя получается по уравн. (659c), если под R понимать сопротивление цепи якоря, т. е. включая обмотку возбуждения и добавочное сопротивление, если оно имеется. Если пренебречь омическим падением напряжения в цепи якоря, то число оборотов в функции от потока индукции изображается гиперболой [P38]. Если бы поток индукции был пропорционален якорному току $I_A = I$ во всей области работы, то и в функции от тока I число оборотов изображалось бы гиперболой (кривая 1 на фиг. 410). Но так как согласно магнитной характеристике $\Phi''(I)$ на фиг. 410 поток индукции возрастает медленнее, чем ток, то число оборотов по мере усиления тока понижается медленнее, чем по гиперболе (кривая 2 на фиг. 410). Если еще учесть падение напряжения в цепи якоря, то число оборотов по мере увеличения тока должно опять - таки убывать скорее в отношении $\frac{U-(RI+U_b)}{U}$ (кривая 3 на фиг. 410), так что число оборотов в функции от нагрузочного тока изображается кривою, близкой к гиперболе. Вращающий момент M пропорционален произведению $\Phi''I$ или $E''I$ и в функции от тока изображается кривою $M(I)$ на фиг. 410. Принимая во внимание эту кривую, мы получаем представленную на фиг. 411 кривую изменения числа оборотов в функции от вращающего момента при



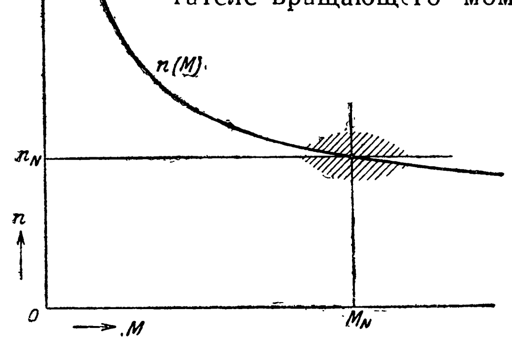
Фиг. 410. Кривые сериесного двигателя в функции тока возбуждения или якорного тока.

$n(I)$ — число оборотов, 1 — прр прямолинейной, 2 и 3 — при изогнутой характеристике, 1 и 2 — без учета, 3 — с учетом падения напрьжения. $M(I)$ — вращающий момент.

неизменном на пряжении на зажимах. Эта кривая тоже очень близка к гиперболе.

При теоретическом холостом ходе, т. е. при $M=0$, $I=0$, $\Phi''=0$, число оборотов, согласно уравн. (659c), становится бесконечно большим. Практически оно достигает конечных (но очень больших) значений, так как трение в подшипниках и о щетки, вентиляционная мощность и тепловые потери в железе создают для двигателя некоторую нагрузку. Однако, в общем случае двигатель в механическом отношении не способен выдерживать возникающие при холостом ходе числа оборотов, а поэтому в эксплоатации необходимы мероприятия, которые бы предотвращали превышение допустимого максимального числа оборотов.

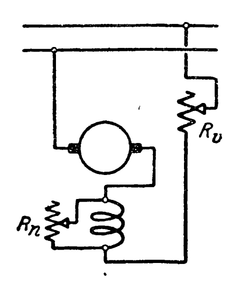
При встречающихся практически приводах сериесный двигатель работает устойчиво. На фиг. 411 заштрихованы те области, в которых должны лежать обе ветви кривой, изображающей вращающий момент нагрузки в функции от числа оборотов, для того, чтобы они пересекали устойчиво кривую развиваемого в двигателе вращающего момента при номинальном числе оборотов n_N. Для пуска в ход сериесного двигателя тоже, вообще говоря, требуется добавочное сопротивление, которое может также служить для регулирования скорости (R_v на фиг. 412). Это регулирование, правда, очень удобно, но так же неэкономично, как регулирование двигателя с независимым возбуждением или шунтового посредством сопротивления в цепи якоря. Иногда применяется поэтому более экономическое регулирование посредством включенного параллельно к обмотке возбуждения шунтового сопротивления (R_n на фиг. 412), с помощью которого можно ослаблять ток возбуждения. Но это шунтовое сопротивление, если оно безиндукционно, может оказаться причиною неисправностей. Так, например, в трамваях и электровозах цепь электродвигателя кратковременно прерывается при срыве токоприемника с контактного провода. При восстановлении цепи тока, вследствие индуктивности обмотки возбуждения, ток сперва почти полностью устремляется через шунтовое сопротивление; поток возбуждения и ЭДС, индуктируемая им в якорной обмотке, тогда столь незначительны, что включение цепи двигателя почти равносильно короткому замыканию сети. Во избежание этого часто конструируют шунтовое сопротивление в виде дроссельной катушки, так чтобы у него постоянная времени приблизительно была такова же, как у обмотки возбуждения.



Фиг. 411. Число оборотов в функции вращающего момента (ср. фиг. 410).

Добавочное сопротивление существенно влияет на вид кривой числа оборотов в функции от вращающего момента. На фиг. 413

изменение числа оборотов в функции от вращающего момента при неизменном напряжении на зажимах, без добавочного сопротивления в цепи якоря ($R_v = 0$), представлено близкими к гиперболам, обозначенными через *1*, *2'* и *3'* кривыми, из которых кривые *2'* и *3'* изображены пунктиром. Кривая *1* относится к номинальному напряжению на зажимах, кривая *2'* — к $\frac{2}{3}$ и кривая *3'* — к $\frac{1}{3}$ номинального напряжения на зажимах. Сплошные, близкие к гиперболам, кривые *2* и *3* изображают изменение числа оборотов при неизменном добавочном сопротивлении R_v в цепи якоря и номинальном напряжении на зажимах сети, причем R_v взято таким, что кривые *2* и *2'*, как равно и кривые *3* и *3'*, пересекаются при номинальном вращающем моменте. Все кривые определяются из уравн. (659с), поскольку мы для U подставляем напряжение на зажимах цепи якоря (включая добавочное сопротивление в тех случаях, когда оно имеется). Для кривых *1*, *2'* и *3'* полагаем $R = R_Z$ (сопротивлению обмоток в цепи якоря), а для кривых *2* и *3* $R = R_Z + R_v$, и принимаем во внимание соотношение между током и вращающим моментом [уравн. (660) и кривая M (I) на фиг. 410].



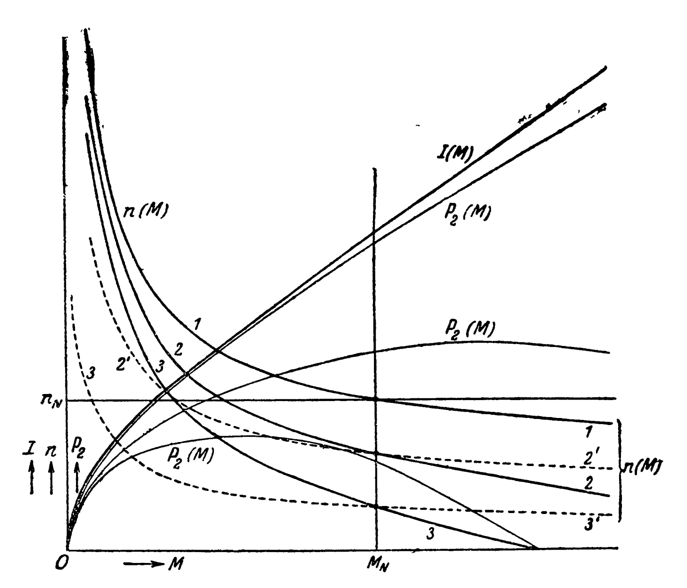
Фиг. 412. Сериесный двигатель с сопротивлениями для регулировки в главной и в шунтовой цепи.

Мы видим из кривых числа оборотов на фиг. 413, что при наличии добавочного сопротивления число оборотов значительно скорее изменяется с нагрузкой (кривая *2* и *3*), чем при пониженном напряжении на зажимах без добавочного сопротивления (кривая *2'* и *3'*). В практической эксплоатации при применении нескольких сочлененных двигателей и при неизменном напряжении сети можно понижать напряжение на зажимах посредством последовательного соединения нескольких двигателей. Так, например, на фиг. 413, при том же напряжении сети, кривая *3'* получилась бы для последовательного соединения трех двигателей без добавочного сопротивления, а кривая *3* — для параллельного соединения двигателей с добавочным сопротивлением в цепи якоря. Последовательным соединением пользуются для уменьшения потерь в добавочном сопротивлении у трамваев и электровозов. Обычно в этом случае вагон снабжается двумя двигателями, которые включаются при больших числах оборотов параллельно, а при пуске в ход и при малых числах оборотов — последовательно.

На фиг. 413 представлены также ток I (M) и для кривых числа оборотов *1*, *2* и *3* механическая мощность P_2 в функции от вращающего момента. Потребляемая мощность при неизменном напряжении сети пропорциональна кривой I (M). Если не производится регулирования посредством изменения шунтового сопротивления R_n, то при всех числах оборотов зависимость тока от вращающего момента одинакова. Практически получаются иногда небольшие расхождения между значениями тока при различных числах оборотов; они объясняются реакцией токов короткого замыкания в замкнутых щетками накоротко якорных катушках. Эта реакция стано-

вится заметной при сильно замедленной или сильно ускоренной коммутации (ср. стр. 460 в начале).

В отношении характеристики числа оборотов сериесный двигатель резко отличается от двигателей с независимым возбуждением и шунтового. В то время как у этих последних число оборотов изменяется мало в зависимости от вращающего момента, оно у сериесного двигателя по мере увеличения вращающего момента



Фиг. 413. Кривые сериесного двигателя в функции вращающего момента.

$n(M)$ — число оборотов, 1, 2 и 3 — при напряжении оети, 2 — без добавочного сопротивления, 2 и 3 с добавочиюм сопротивлением, 2′ — при $\frac{2}{3}$, 3′ — при $^1/_3$ напряжении сети без добавочного сопротивления. $P_2(M)$ — механическая мощность для 1, 2 и 3; $I(M)$—ток для всех кривых числах оборотов.

быстро убывает. Это свойство сериесного двигателя представляется ценным для некоторых приводов, например для подъемников и для тяги. При больших вращающих моментах, например у трамвайных вагонов на подъеме, двигатель автоматически начинает вращаться медленнее и тем самым предохраняет сеть от чрезмерной нагрузки. Еще одно преимущество сериесного двигателя заключается в том, что он приводит свой поток в соответствие с каждой нагрузкой. Так как обмотки якоря и возбуждения соединены последовательно, то поток возбуждения возрастает вместе с якорным током. Вращающий же момент пропорционален произведению этих двух величин.

Приводя во вращение сериесный двигатель, присоединенный к сети с неизменным напряжением, нельзя заставить его работать генератором на сеть. При повышении числа оборотов работающей двигателем сериесной машины рабочий ток постепенно убывает, но обращается в нуль только при числе оборотов ∞ (ср.

фиг. 413). Поэтому непосредственно сериесный двигатель не способен работать обратно на сеть (полезное торможение). Правда, посредством переключения обмотки возбуждения, при переходе от двигательного к генераторному режиму, с помощью сложных коммутационных мероприятий и относительно большого добавочного сопротивления, осуществимо полезное торможение, но оно совершается с таким плохим коэфициентом полезного действия, что практически не имеет значения. При питании обмотки возбуждения от независимого источника тока (вспомогательного генератора) сериесный двигатель становится двигателем с независимым возбуждением, и тогда полезное торможение возможно. У вагонов иногда пользуются одним из последовательных двигателей как генератором для возбуждения остальных. Но в большинстве случаев довольствуются торможением, применимым ко всем машинам постоянного тока, а именно заставляют сериесный двигатель работать генератором на внешнее сопротивление. Обмотка возбуждения при генераторном режиме должна быть пересоединена для того, чтобы машина могла самовозбуждаться. Относительно параллельной работы см. сказанное на стр. 488.

Фиг. 414a. Фиг. 414b.

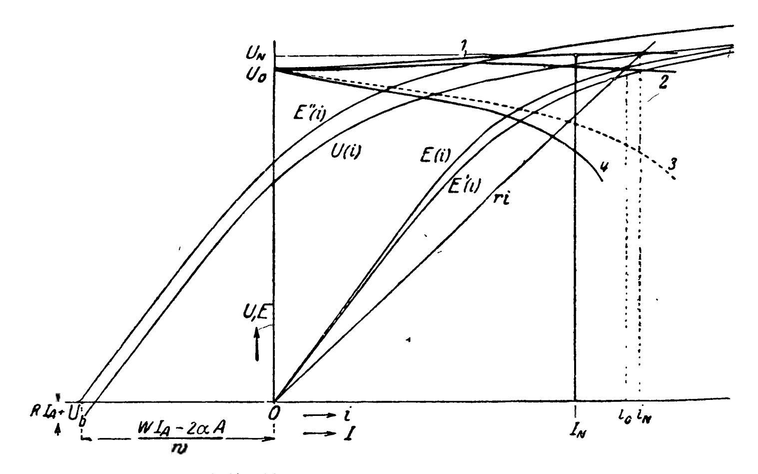
Генераторы со смешанным возбуждением. Шунтовая цепь возбуждения включена параллельно к цепи якоря, включая (a) и исключая (b) последовательную обмотку возбуждения.

Когда сериесный генератор, вращаемый с неизменной скоростью, питает сериесный двигатель, и если магнитные характеристики обеих машин приблизительно одинаковы, то число оборотов сериесного двигателя в основном зависит от нагрузки, потому что по мере увеличения нагрузки индуктируемая в генераторе ЭДС возрастает в той же мере, как поток индукции в генераторе, а число оборотов согласно уравн. (659c) приблизительно пропорционально отношению между этими двумя величинами.

4. Машина с компаундным возбуждением.

Машина постоянного тока, имеющая как шунтовую, так и сериесную обмотку возбуждения, называется машиною со смешанным возбуждением, или компаундной машиной. Шунтовая обмотка может быть при этом присоединена либо к зажимам машины (фиг. 414a) либо к зажимам якорной обмотки, последовательно соединенной с обмотками дополнительных полюсов и компенсационной, если они имеются (фиг. 414b). При обеих схемах соединений свойства машины в основном одинаковы, так как падение напряжения в последовательной обмотке и ток в шунтовой обмотке очень невелики. Обычно предпочтение отдается первой схеме соединений (фиг. 414a), и мы здесь ограничимся только ее рассмотрением.

а) Генератор. Смотря по тому, как включена последовательная обмотка, полный ток ее может поддерживать полный ток шунтовой обмотки или действовать против него. В первом случае напряжение на зажимах при нагрузке может понижаться в меньшей степени, чем у шунтовой машины, оставаться почти неизменным или же возрастать вместе с нагрузкой. Сообразно с этим различаются недокомпаундирование, компаундирование и перекомпаундирование. Во втором случае напряжение на зажимах убывает скорее, чем у шунтовой машины; это так называемое противокомпаундирование. Практически применяются обычно только компаун-



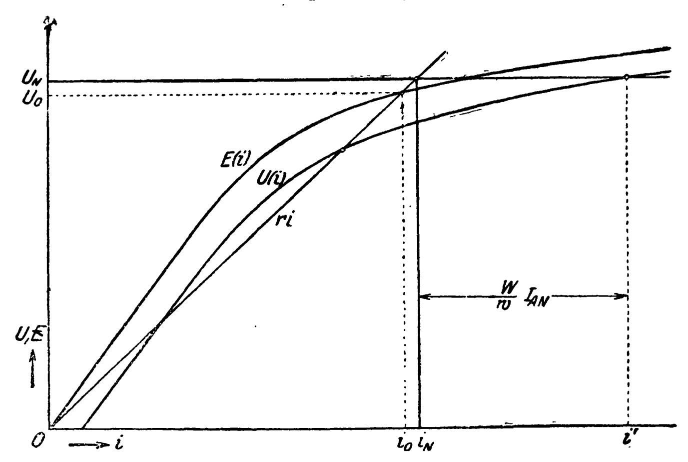
Фиг. 415. Кривые компаундного генератора.

Определение напряжения на зажимах $U(I)$ в функции нагрузочного тока; 1 — перекомпаундирование, 2 — компаундирование, 3 — шунтовой генератор. 4 — противокомпаундирование.

дирование и перекомпаундирование. При перекомпаундировании возрастающее с нагрузкой напряжение на зажимах должно еще покрывать падение напряжения в сети.

Напряжение на зажимах компаундной машины определяется следующим образом. На фиг. 415 кривая $E(i)$ изображает ЭДС, индуктируемую в якорной обмотке при холостом ходе и номинальном числе оборотов, в функции от тока i в шунтовой обмотке, при питании этой последней от особого источника тока (независимое возбуждение). Эта кривая, так как ток в шунтовой обмотке незначителен по сравнению с номинальным якорным током, почти не отклоняется от экспериментально снятой кривой напряжения на зажимах $U_0(i)$ при холостом ходе компаундного генератора. $E'(i)$ изображает индуктируемую ЭДС при расположенных в геометрически нейтральной зоне щетках и независимом возбуждении (без последовательной обмотки), в виде примера — для номинального якорного тока. Кривую эту можно построить по указанному в § А 3а способу, и она у машин с компенсационной обмоткой тождественна кривой $E(i)$. При нагрузке продольный — полный ток машины увеличивается на $WI_A - 2\alpha A$, где WI_A означает полный ток последовательной обмотки в одной магнитной цепи, кото-

рый поддерживает полный ток wi шунтовой обмотки, а $-2\alpha A$ — продольный (противодействующий) полный ток якорной обмотки, который возникает при смещении щеток на дугу α, измеренную на окружности якоря, в направлении безискровой коммутации у не имеющих дополнительных полюсов машин. При противокомпаундировании величина WI_A отрицательна. При стоящих в геометрически нейтральной зоне щетках $2\alpha A$ равняется нулю и меняет свой знак, когда щетки сдвинуты из геометрически нейтральной зоны в направлении усиления искрообразования на щетках. Мы получаем нагрузочную характеристику $E''(i)$ компаундной машины,

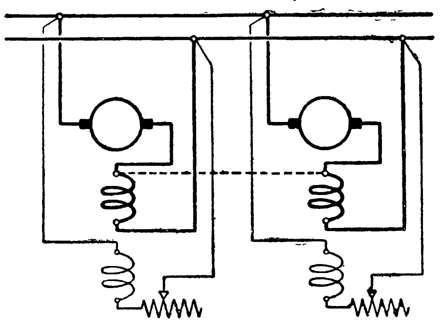


Фиг. 416. Определение числа витков W сериесной обмотки у компаундного генератора при заданных номинальном напряжении на зажимах (U_N) и напряжении на зажимах при холостом ходе (U_0).

сдвинув в направлении отрицательных абсцисс кривую $E'(i)$ на $\frac{WI_A - 2\alpha A}{w}$, а напряжение на зажимах $U(i)$, сдвинув кривую $E''(i)$ в направлении отрицательных ординат на величину, равную омическому падению напряжения в цепи якоря $RI_A + U_b$. Тогда для определенного сопротивления r шунтовой цепи пересечение прямой ri с кривою $U(i)$ дает нам напряжение на зажимах при нагрузке якоря током I_A и сопротивлении шунтовой цепи r. Так как на фиг. 415 кривая $U(i)$ построена для номинального якорного тока $I_A = I_{AN}$, то точка пересечения изображает номинальное напряжение на зажимах U_N компаундной машины, которое при предположенных нами ампер-витках WI_A последовательной обмотки выше напряжения на зажимах U_0 при холостом ходе. Повторив это построение для различных якорных токов и отложив напряжение на зажимах U в функции нагрузочного тока $I = I_A - i$, мы получаем обозначенную на фиг. 415 через 1 кривую $U(I)$ перекомпаундированной машины (внешнюю характеристику).

Если уменьшить полный ток WI_A последовательной обмотки, то получаются кривые 2, 3 и 4, которые тоже изображают напряжение на зажимах в функции от нагрузочного тока. Кривая 2 со-

ответствует случаю компаундирования; напряжение на зажимах при номинальном нагрузочном токе I_N равняется здесь напряжению на зажимах U_0 при холостом ходе. Кривая *3* соответствует $W = 0$, т. е. случаю шунтовой машины. Для кривой *4* предположено противокомпаундирование (величина WI_A отрицательна).



Фиг. 417. Уравнительные соединения (- - -) у параллельно работающих на сеть компаундных генераторов.

Кривые напряжения на зажимах в функции от нагрузочного тока обычно изогнуты, по причинам, выясненным выше. Поэтому вообще падение напряжения удается компенсировать полностью только при определенном нагрузочном токе (например номинальном), между тем как при меньшей нагрузке напряжение несколько больше, а при большей несколько меньше напряжения холостого хода (ср. кривую *2*).

Число витков, которое должна иметь последовательная обмотка в одной магнитной цепи, мы находим по характеристике холостого хода [$E(i)$ на фиг. 416] и напряжению на зажимах при номинальном токе I_{AN} и независимом возбуждении, т. е. без последовательной обмотки [кривая $U(i)$ на фиг. 416]. При нахождении $U(i)$ нужно учитывать также падение напряжения в последовательной обмотке, при экспериментальном снимании $U(i)$ — посредством включения в цепь якоря сопротивления такой же величины, как сопротивление последовательной обмотки. Если при этих условиях генератор должен развивать при номинальном токе номинальное напряжение U_N, то согласно фиг. 416

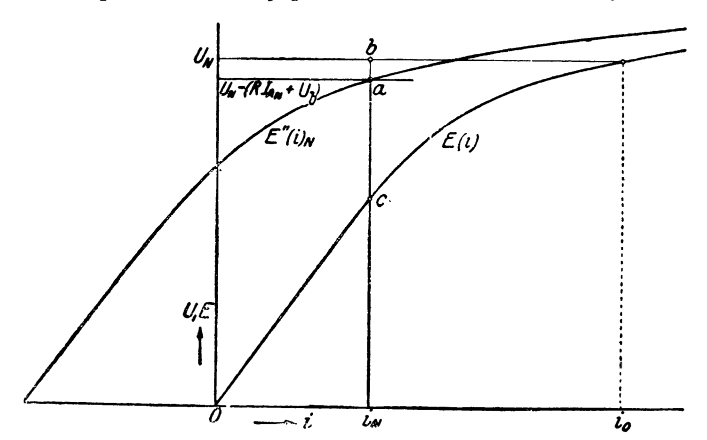
$$W = \frac{i' - i_N}{I_{AN}} w. \quad (666)$$

Фиг. 418. Число оборотов в функции вращающего момента у перекомпаундированного компаундного двигателя.

По тем же причинам, о которых мы говорили, рассматривая сериесный генератор, компаундные генераторы непосредственно не способны работать **параллельно** на общую сеть. Но если с помощью уравнительных соединений (пунктирная линия на фиг. 417), которые непосредственно связывают последовательные обмотки машин, устроить так, чтобы изменение тока в одном из якорей распределялось между всеми последовательными обмотками, то и при компаундных генераторах возможна параллельная работа. Для того, чтобы каждый из параллельно включенных генераторов участвовал в работе сообразно своей номинальной

мощности, у всех машин должно происходить одинаковое повышение напряжения между холостым ходом и номинальной нагрузкой, и сопротивления последовательных обмоток должны находиться между собой в отношении, обратном отношению номинальных мощностей машин.

b) Электродвигатель. Применительно к электродвигателю может итти речь только о перекомпаундировании, потому что при противокомпаундировании поток при нагрузке ослабляется, и число оборотов по мере увеличения нагрузки возрастало бы, а в этом случае обычно невозможна устойчивая работа (ср. стр. 474). При перекомпаундировании рабочие свойства двигателя представляют собою нечто среднее между рабочими свойствами шунтового и сери-



Фиг. 419. Определение кривой числа оборотов на фиг. 418.

есного двигателей. Благодаря шунтовой обмотке возбуждения двигатель при холостом ходе развивает конечное число оборотов (т. е. устранена опасность разноса), при нагрузке же число оборотов, смотря по степени влияния последовательной обмотки, убывает более или менее быстро, во всяком случае быстрее, чем у шунтового двигателя, как это, например, показывает кривая на фиг. 418, предполагающая неизменное напряжение сети. Построение этой кривой пояснено на фиг. 419. $E(i)$ представляет собою характеристику холостого хода при независимом возбуждении и номинальном числе оборотов, $E''(i)_N$ — нагрузочную характеристику при номинальном якорном токе (ср. фиг. 415). Точка пересечения $E''(i)_N$ с $U_N-(RI_{AN}+U_b)$ изображает ток возбуждения i_N при номинальном вращающем моменте и номинальном числе оборотов. При одном и том же сопротивлении в цепи возбуждения имеем i_N = const, и тогда число оборотов при любом якорном токе I_A получается равным

$$n=\frac{U_N-(RI_A+U_b)}{E''(i_N)}n_N, \qquad (667a)$$

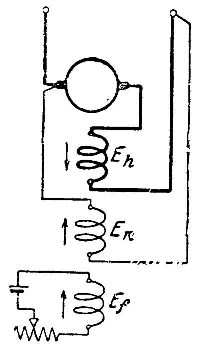
где $E''(i_N)$ означает индуктируемую ЭДС при якорном токе I_A и шунтовом токе i_N. Вращающий момент, соответствующий якорному

току I_A и ЭДС $E''(i_N)$, мы получаем по уравн. (660). При холостом ходе число оборотов равняется

$$n_0 \approx \frac{U_N}{E(i_N)} n_N = \frac{b}{c} n_N, \tag{667b}$$

где b и c означают ординаты точек b и c на фиг. 419.

Если приводить извне во вращение компаундный двигатель, присоединенный к сети с неизменным напряжением, то по мере увеличения числа оборотов нагрузочный ток постепенно убывает. При соответствующем холостому ходу числе оборотов ток и вращающий момент обращаются в нуль, а при дальнейшем повышении числа оборотов меняют свой знак; компаундный двигатель становится генератором и работает обратно на сеть. Но теперь последовательная обмотка ослабляет поток, так что, смотря по ее числу витков, при более или менее малом моменте, приложенном со стороны первичного двигателя, развиваемый в машине и направленный в противоположную сторону момент снова убывает. Это происходит на фиг. 418 при $M = M_K$. Если момент первичного двигателя становится больше M_k, то машина разносится. Поэтому рекомендуется при переходе от двигательного к генераторному режиму замыкать накоротко последовательную обмотку. Тогда машина ведет себя как шунтовой генератор (пунктирная кривая на фиг. 418).



Фиг. 420. Машина Кремера для тока неизменной силы.

5. Машины для тока неизменной силы.

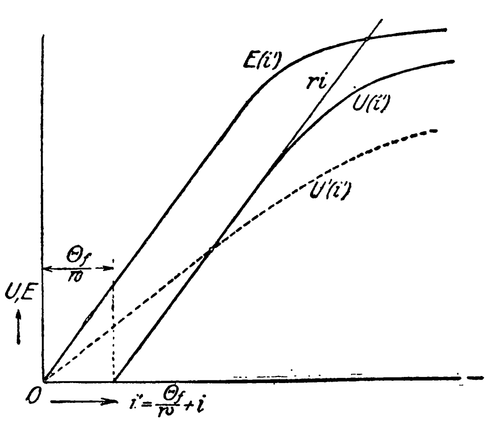
Для многих целей желательно получать от машины почти неизменной силы ток либо при неизменном числе оборотов и изменяющемся в широких пределах сопротивлении внешней цепи (машины для питания прожекторов и для электросварки), либо при меняющемся числе оборотов и почти неизменном внешнем сопротивлении (машины для освещения поездов). Мы рассмотрим в этом параграфе две важнейшие машины этого рода.

а) Машина Кремера. Машина Кремера вырабатывает ток почти неизменной силы при неизменном числе оборотов и меняющемся внешнем сопротивлении. Схема ее представлена на фиг. 420. Индуктор снабжен тремя обмотками: шунтовой обмоткой E_n, обмоткой с независимым возбуждением E_f и последовательной обмоткой E_h. Полные токи обмоток E_n и E_f действуют в одинаковом направлении, обмотка E_h действует против них. На фиг. 421 представлена характеристика холостого хода E (которая здесь должна иметь длинную прямолинейную часть) в функции от тока

$$i' = \frac{\Theta_f}{w} + i, \tag{668}$$

где Θ_f означает полный ток независимо возбуждаемой обмотки E_f, i — ток шунтовой обмотки, а w — число витков этой последней. Кривая $U(i')$ изображает напряжение на зажимах при неизменном якорном токе; она пересекает ось абсцисс в точке $i' = \frac{\Theta_f}{w}$, т. е. при

$i = 0$ (короткое замыкание). Сопротивление шунтовой цепи r рассчитано так, что прямая ri совпадает с прямолинейной частью кривой $U(i')$. В пределах прямолинейной части $U(i')$ якорный ток, а с ним, в основном, и нагрузочный ток остаются неизменными при меняющемся внешнем сопротивлении, тогда как напряжение на зажимах возрастает пропорционально внешнему сопротивлению. Устойчивая в данном случае работа машины даже на прямолинейной части характеристики обусловлена ампервитками независимого возбуждения. Каждой точке прямолинейной части $U(i')$ соответствует определенное сопротивление во внешней цепи. Если считать это сопротивление неизменным (ср. стр. 485), то, смотря по его величине, получаются различные нагрузочные характеристики $U'(i')$, пересекаемые устойчиво прямою сопротивления ri. На фиг. 421 такая характеристика изображена пунктиром. Выше прямолинейной части $U(i')$ ток должен убывать во внешней цепи; при разомкнутой цепи напряжение на зажимах машины определяется точкою пересечения прямой сопротивления ri с характеристикой холостого хода E. Величину нагрузочного тока можно урегулировать, влияя на полный ток независимого возбуждения. С помощью последовательной обмотки E_h, поддерживающей реакцию якоря, повышается точность регулировки нагрузочного тока.



Фиг. 421. Кривые машины Кремера.

b) Машина Розенберга. Эта машина применяется главным образом для освещения поездов. Она приводится во вращение от осей колесных скатов и должна вырабатывать, при меняющемся числе оборотов и неизменном сопротивлении в нагрузочной цепи, приблизительно неизменной силы ток при неизменном напряжении. Схема ее соединений представлена на фиг. 422. Машина снабжена двумя комплектами щеток. Щетки b, b одного комплекта расположены в междуполюсных пространствах, щетки другого B, B под серединою полюсов. Щетки B, B включены на внешнюю нагрузочную цепь с сопротивлением R', щетки b, b замкнуты накоротко; обмотку возбуждения питает током неизменной силы аккумуляторная батарея.

Полный ток обмотки возбуждения и полный ток нагрузочного тока I, проходящего через щетки B, B якорной обмотки, действуют друг против друга; результирующий полный ток возбуждает продольный поток Φ_l. Вследствие движения в продольном поле индуктируется между щетками b, b ток I_q и возбуждает поперечный поток Φ_q, который замыкается через железо полюсных наконечников и индуктирует нагрузочный ток I. Благодаря сильной реакции этого нагрузочного тока на полный ток возбуждения предотвра-

щено значительное возрастание нагрузочного тока при увеличении числа оборотов.

Если через Θ обозначить неизменный полный ток обмотки возбуждения (отнесенный к одной магнитной цепи), а через $W = \xi \frac{z}{4ap}$ — активное число витков якорной обмотки на одну магнитную цепь, причем коэфициент ξ приводит распределенную в действительности обмотку к сосредоточенной обмотке ($\xi < 1$), то продольный поток равен

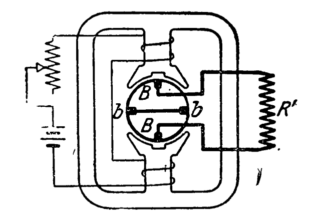
$$\Phi_l = G_l(\Theta - WI), \tag{669}$$

причем через G_l обозначена проводимость продольного потока. Для цепи якоря b, b имеем далее

$$RI_q = C_n \Phi_l n, \tag{670}$$

где R означает сопротивление якоря, включая переходное сопротивление под щетками, n — число оборотов и

$$C_n = z \frac{p}{a} \tag{670a}$$



Фиг. 422. Машина Розенберга для тока неизменной силы.

[ср. уравн. (659b)]. При проводимости поперечного потока G_q получается

$$\Phi_q = G_q W I_q \tag{671}$$

и, наконец,

$$(R + R')I = C_n \Phi_q n. \tag{672}$$

По уравн. (671) и (672) получается

$$I_q = \frac{R + R'}{C_n G_q W n} \cdot I \tag{673}$$

и по уравн. (673), (670) и (669)

$$I = \frac{C_n^2 G_l G_q W\Theta \cdot n^2}{C_n^2 G_l G_q W^2 n^2 + (R + R')R}. \tag{674}$$

При увеличении числа оборотов ток стремится к предельному значению $\frac{\Theta}{W}$ и не достигает его в тем меньшей мере, чем меньше $(R + R')R$ относительно $C_n^2 G_l G_q W^2 n^2$. Начиная от определенного числа оборотов нагрузочный ток по этой причине возрастает в слабой степени при увеличении числа оборотов.

При освещении поездов параллельно к щеткам B, B включена аккумуляторная батарея, которая служит и для питания обмотки возбуждения. Когда в работе число оборотов настолько понижается, что напряжение на зажимах машины уравнивается с напряжением батареи, то цепь автоматически прерывается, и батарея одна принимает на себя питание нагрузочной цепи.

При изменении направления вращения изменяется полярность щеток b, b, а с нею и направление поперечного поля. Так как одновременно меняется и направление вращения, то направление тока в нагрузочной цепи от него не зависит.

6. Качания у машин постоянного тока.

Если машина постоянного тока приводится во вращение от первичного двигателя с заметным коэфициентом неравномерности (например от двигателя внутреннего сгорания), то индуктируемая в якорной обмотке ЭДС колеблется в такт с первичным двигателем эти колебания передаются напряжению на зажимах машины. В осветительной сети, питаемой таким генератором, могут по этой причине возникнуть, при достаточно большом коэфициенте неравномерности, недопустимые колебания в силе света. При параллельной работе таких машин возникают колебания тока, способные при известных обстоятельствах поставить эксплоатацию в опасное положение [Л 90, стр. 508]. Эти практически не столь важные качания мы здесь подробно рассматривать не станем, а займемся в дальнейшем теми колебательными явлениями, которые могут возникать при работе шунтовых и компаундных двигателей, а при известных обстоятельствах и при работе шунтовых и компаундных генераторов, если даже эти последние приводятся во вращение с неизменным числом оборотов.

а) Явления качания у неустойчиво работающих двигателей постоянного тока. Мы видели в §§ Д2 и 4, что шунтовой и компаундный двигатели работают в широких пределах неустойчиво, если развиваемый двигателем вращающий момент по мере увеличения числа оборотов тоже увеличивается. Чтобы точно исследовать поведение двигателя в неустойчивой области, мы должны принять в расчет инерцию вращающихся масс и взаимное влияние магнитных полей. При этом мы убедимся, что якорь двигателя способен совершать колебания, опасные при известных обстоятельствах для эксплоатации. При этих исследованиях мы простоты ради допустим, что тормозящий момент M_b в пределах исследуемой области не зависит от числа оборотов.

При установившемся режиме существует равновесие между вращающими моментами:

$$M_b = C_\Omega \Phi I_A, \tag{675a}$$

где по уравн. (660)

$$C_\Omega = \frac{z}{2\pi}\frac{p}{a} \tag{675a'}$$

и для сокращения вместо Φ''_W фигурирует Φ. Уравнения напряжений для цепи якоря и шунтовой цепи гласят

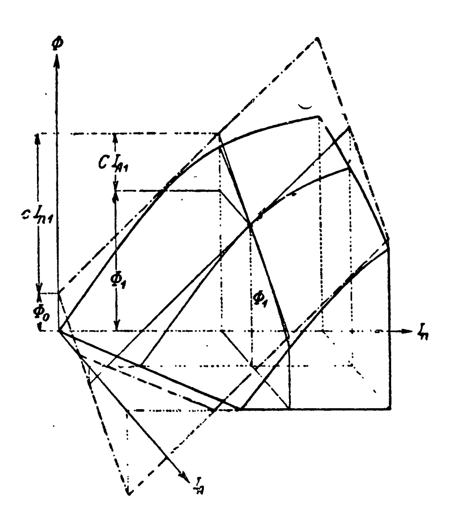
$$U - RI_A - C_\Omega \Phi\omega = 0 \tag{675b}$$

$$U - rI_n = 0, \tag{675c}$$

где U означает напряжение сети, R — суммарное сопротивление цепи якоря, включая добавочное сопротивление, r — суммарное сопротивление в шунтовой цепи и ω — угловую скорость якоря. I_A и I_n означают токи в якорной и шунтовой цепях; C_Ω в уравн. (675b) означает то же, что в уравн. (675a) [ср. уравн. (659b)]. Наконец, представим еще зависимость потока индукции от токов I_n и I_A в виде

$$\Phi = \Phi_0 + cI_n - CI_A, \tag{675d}$$

где Φ_0, c и C постоянные; иными словами, будем считать, что в пределах исследуемой области работы поток индукции Φ находится в линейной зависимости от шунтового тока I_n и якорного тока I_A, т. е. заменяем кривую вообще поверхность $\Phi(I_n, I_A)$ плоскостью, например на фиг. 423, касательной плоскостью, причем Φ_1 означает возникающий при установившемся режиме поток. CI_A фигурирует с отрицательным знаком, потому что реакция якорного тока ослабляет поток даже при стоящих в геометрически нейтральной зоне щетках; C может изменить свой знак, если у машины есть усиливающая поле последовательная обмотка, влияние которой больше, чем влияние реакции якоря.



Фиг. 423. К уравн. (675 d).

При составлении уравнений для нарушенного состояния равновесия мы пренебрежем тою ЭДС, которая индуктируется вследствие изменения во времени катушечного потока, сцепленного с якорной цепью. Эта ЭДС незначительна по сравнению с ЭДС, индуктируемой в якорной обмотке вследствие движения (особенно у машин с дополнительными полюсами и у машин с компенсационной обмоткой), потому что частота колебаний, совершаемых якорем и потоком индукции при качании машины, очень мала, имея обычно величину порядка $0{,}2 \div 1$ Hz, а сериесная обмотка возбуждения, если она имеется, содержит обычно мало последовательно соединенных витков. Если этой ЭДС пренебречь, то мы получаем, обозначая малыми буквами отклонения от величин установившегося режима[1], возникающие под влиянием механического или электрического импульса при нарушении равновесного состояния, а через Θ момент инерции вращающихся масс, нижеследующие уравнения, соответствующие уравн. (675a — d)

$$\left.\begin{aligned} M_1 + \Theta \frac{d\omega'}{dt} &= C_2 (\Phi + \varphi)(I_A + i_A), \\ U - R(I_A + i_A) - C_2 (\Phi + \varphi)(\omega + \omega') &= 0, \\ U - r(I_n + i_n) - \frac{L}{c}\frac{d\varphi}{dt} &= 0, \\ \Phi + \varphi = \Phi_0 + c(I_n + i_n) - C(I_A &+ i_A), \end{aligned}\right\} \qquad (676a - d)$$

где L означает самоиндуктивность шунтовой обмотки, так что $\frac{L}{c}$, поскольку мы пренебрегаем рассеянием, означает число последовательно соединенных витков шунтовой обмотки. Если из этих уравнений вычесть соответствующие уравнения установившегося

[1] Для угловой скорости ω отклонение обозначено через ω'.

режима, то все постоянные члены отпадут, и мы получаем, пренебрегая малыми величинами высшего порядка $C_\Omega \varphi i_A$ и $C_\Omega \varphi\omega'$, т. е. ограничивая исследование малыми колебаниями,

$$\left.\begin{aligned} \Theta \frac{d\omega'}{dt} &= C_\Omega \Phi i_A + C_\Omega I_A \varphi, \\ R i_A + C_\Omega \Phi\omega' + C_\Omega \omega\varphi &= 0, \\ r i_n + \frac{L}{c}\frac{d\varphi}{dt} &= 0, \\ \varphi &= c i_n - C i_A, \end{aligned}\right\} \qquad (677a — d)$$

Из этих четырех уравнений мы можем вывести линейное диференциальное уравнение, в котором фигурируют уже только четыре переменные ω', φ, i_A и i_n. Чтобы решить его относительно ω', мы исключаем в уравн. (677c и d) i_n, решаем их относительно i_A и подставляем i_A в уравн. (677a и b). Из получившихся этим путем уравнений мы исключаем φ и получаем уравнение вида $f_1\left(\frac{d\varphi}{dt}, \frac{d\omega'}{dt}, \omega'\right) = 0$. С другой стороны, диференцируя по t уравн. (677a и b) и исключая $\frac{di_A}{dt}$, мы получаем уравнение вида $f_2\left(\frac{d\varphi}{dt}, \frac{d^2\omega'}{dt^2}, \frac{d\omega'}{dt}\right) = 0$, из которого исключаем $\frac{d\varphi}{dt}$ с помощью найденного раньше уравнения. Тогда получается

$$\frac{d^2\omega'}{dt^2} + a_1 \frac{d\omega'}{dt} + a_2\omega' = 0, \qquad (678)$$

где

$$a_1 = \frac{r}{L}\left(1 - \frac{C C_\Omega \omega}{R}\right) + \frac{(C_\Omega \Phi)^2}{\Theta r}$$

и

$$a_2 = \frac{r}{L} \, \frac{C_\Omega^2 \Phi (\Phi - C I_A)}{\Theta R} \qquad (678a и b)$$

Общее решение этого уравнения гласит

$$\omega' = \omega'_1 e^{\alpha_1 t} + \omega_2 e^{\alpha_2 t}, \qquad (679)$$

где

$$\alpha_1 = -\frac{a_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{a_1}{2}\right)^2 - a_2}$$

и

$$\alpha_2 = -\frac{a_1}{2} - \sqrt{\left(\frac{a_1}{2}\right)^2 - a_2} \qquad (679a и b)$$

или же

$$\omega' = \omega'_0 e^{\alpha t} \sin\beta t, \qquad (680)$$

где

$$\alpha = -\frac{a_1}{2} \quad и \quad \beta = \sqrt{a_2 - \left(\frac{a_1}{2}\right)^2}, \qquad (680a и b)$$

если качания начинаются в момент $t = 0$.

Здесь мы можем различать пять случаев:

1. $\frac{a_1}{2} > \sqrt{a_2} > 0$ · α_1 и α_2 вещественны и отрицательны, т. е. приращение скорости или убывание ее исчезают без качаний, по показательным функциям.

2. $\sqrt{a_2} > \frac{a_1}{2} > 0$. α — отрицательно, β — положительно; двигатель начинает качаться, но колебания затухают по показательной функции.

3. $\frac{a_1}{2} = 0$. α обращается в нуль и $\beta = \sqrt{a_2}$; двигатель качается с незатухающими колебаниями.

4. $0 > \frac{a_1}{2} > -\sqrt{a_2}$. α и β становятся положительными; двигатель качается, причем амплитуды возрастают по показательной функции.

5. $0 > -\sqrt{a_2} \geqslant \frac{a_1}{2}$. α_1 и α_2 становятся вещественными и положительными, т. е. скорость возрастает, без предварительного качания, по показательной функции; двигатель достигает разноса.

Случаи 1 и 2 соответствуют устойчивой работе, случаи 4 и 5 — неустойчивой, а случай 3 граничит с той и другой работой и может быть назван случаем псевдоустойчивой работы. Положительные значения α_1 означают, таким образом, устойчивую, отрицательные — неустойчивую работу. Поэтому условие устойчивости гласит

$$\frac{r}{L}\left(1 - \frac{CC_{\Omega}\,\omega}{R}\right) + \frac{(C_{\Omega}\Phi)^2}{\Theta r} > 0 \tag{681a}$$

или же, если еще ввести ЭДС, индуктируемую в якорной обмотке вследствие движения,

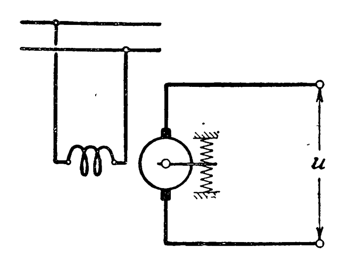
$$E = C_{\Omega}\Phi\omega \tag{681a'}$$

$$1 + \frac{L}{\Theta}\left(\frac{E}{r\omega}\right)^2 > \frac{CI_A}{\Phi}\,\frac{E}{RI_A}\,. \tag{681b}$$

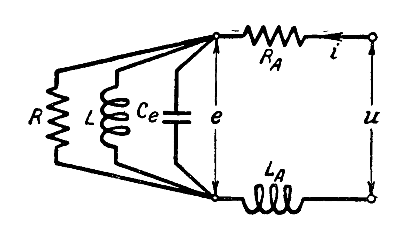
Итак, решающее значение имеют отношения: самоиндуктивности шунтовой цепи к моменту инерции; индуктируемой в якорной обмотке ЭДС к произведению из сопротивления шунтовой цепи на угловую скорость; возбуждаемого якорным током обратного потока к общему потоку; и индуктируемой в якорной обмотке ЭДС движения к падению напряжения в цепи якоря. Левая часть уравнения всегда положительна. Правая становнтся отрицательной, когда C отрицательно, т. е. когда на индукторе имеется последовательная обмотка, преодолевающая реакцию якоря. В этом случае условие устойчивости удовлетворено при всех обстоятельствах. При положительном C работа устойчива лишь тогда, когда удовлетворено уравнение, выражающее влияние отдельных величин.

Явления качания часто наблюдаются у двигателей с дополнительными полюсами, особенно когда число оборотов регулируется в широких пределах посредством ослабления потока индукции Φ [ср. уравн. (681b)]. Независимо от ослабляющего поток действия, как следствия искажения поля под полюсным наконечником у ма-

шин без компенсационной обмотки, выражающегося в том, что оно добавляет в C положительную составляющую, C положительно, если щетки несколько сдвинуты от середины дополнительных полюсов против направления вращения двигателя или скользят по коллектору только своим набегающим краем. В этом случае у двигателя с дополнительными полюсами часть потока этих последних тоже действует как главный поток, а именно ослабляет поток и, значит, увеличивает C, так что условие устойчивости, особенно при малом Φ, уже не соблюдается. Восстановить устойчивость можно посредством смещения щеток в направлении вращения двигателя. Обычно помещают на главных полюсах индуктора несколько витков, усиливающих поле, соединенных с якорем последовательно, и они уменьшают C, или, что еще лучше, делают его отрицательным. Тогда устойчивая работа обеспечена даже при очень значительном ослаблении потока.



Фиг. 424 a. Машина постоянного тока с независимым возбуждением как конденсатор сильного тока.



Фиг. 424 b. Электрический контур замещения для якоря на фиг. 424 a.

Проходящие по короткозамкнутым якорным катушкам токи тоже могут влиять на величину C. При ускоренной коммутации создаваемый ими поток у двигателей положителен, иными словами токи короткого замыкания ослабляют поток Φ, т. е. уменьшают устойчивость и повышают опасность качания; при замедленной коммутации они усиливают поток и повышают устойчивость.

b) Машина постоянного тока как электрический конденсатор сильного тока. Рассмотрим якорь машины, возбуждаемой неизменным постоянным током от независимого источника, способный колебаться около состояния покоя, в которое его возвращает сила пружины (фиг. 424a). Будем питать его переменным током

$$i = \sqrt{2}\, I \sin \omega t.\ ^{1} \tag{682a}$$

Тогда в якоре развивается вращающий момент

$$m = C_{\Omega} \Phi i, \tag{682b}$$

где Φ означает неизменный поток, создаваемый постоянным током, а C_{Ω} определяется из уравн. (675a′). Если обозначить через γ тот угол, на который во время движения якоря одна его точка откло-

[1] В данном случае ω представляет собой угловую частоту переменного тока.

няется от положения покоя, то получается диференциальное уравнение

$$\Theta = \frac{d^2\gamma}{dt^2} + \rho\frac{d\gamma}{dt} + \sigma\gamma = C_\Omega \Phi i. \qquad (682)$$

Здесь первый член левой части выражает момент ускорения, пропорциональный угловому ускорению и моменту инерции, второй член — момент успокоения (трения), пропорциональный по нашему предположению угловой скорости, а третий — пропорциональный углу момент пружины. Так как мы предположили для тока синусоидальное колебание, то и якорь при установившемся режиме должен совершать синусоидальные колебания, которые относительно колебаний тока вообще сдвинуты по фазе. Для определения этих колебаний мы полагаем

$$\gamma = \Gamma_1 \sin\omega t + \Gamma_2 \cos\omega t \qquad (683a)$$

и вводим γ в уравн. (682) согласно уравн. (683a), а i согласно уравн. (682a). Получившееся таким путем уравнение удовлетворяется при любых значениях t, если оно удовлетворяется как при $\cos\omega t = 0$, так и при $\sin\omega t = 0$. Таким образом получаем два уравнения — одно для коэфициентов синусоидальных членов, другое для коэфициентов косинусоидальных членов, и можем по ним определить амплитудные составляющие Γ_1 и Γ_2. Результирующее колебание будет тогда

$$\gamma = \Gamma \sin(\omega t + \alpha), \qquad (683)$$

где

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2} = \frac{\sqrt{2}\,C_\Omega \Phi I}{\sqrt{(\sigma - \Theta\omega^2)^2 + (\rho\omega)^2}} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{\rho\omega}{\sigma - \Theta\omega^2}. \qquad (683\text{b и c})$$

Чтобы составить себе представление об электрическом поведении машины, введем ЭДС, индуктируемую при движении якоря в поле постоянного тока,

$$e = C_\Omega \Phi \frac{d\gamma}{dt}. \qquad (684)$$

Тогда мы можем представить уравн. (682) в виде

$$\frac{\Theta}{(C_\Omega \Phi)^2}\frac{de}{dt} + \frac{\rho}{(C_\Omega \Phi)^2} e + \frac{\sigma}{(C_\Omega \Phi)^2}\int e\,dt = i. \qquad (685)$$

Это уравнение тока имеет такой же вид как уравнение контура с параллельно соединенными активным сопротивлением R, индуктивностью L и емкостью C_e если положить

$$R = \frac{(C_\Omega \Phi)^2}{\rho}, \quad L = \frac{(C_\Omega \Phi)^2}{\sigma}, \quad C_e = \frac{\Theta}{(C_\Omega \Phi)^2}. \qquad (685\text{a, b и c})$$

Кроме того, контур содержит, разумеется, еще активное сопротивление R_A и индуктивность L_A якорной цепи. На фиг. 424b представлена электрическая схема замещения фиг. 424a. Если на фиг. 424a упразднить силу пружин ($\sigma = 0$), то в схеме замещения $L = \infty$ цепь якоря ведет себя как электрический контур, в котором активное сопротивление R и емкость C_e соединены между собою па-

раллельно и к ним присоединены последовательно-активное сопротивление R_A и индуктивность L_A. Если отсутствует также успокоение ($\rho = 0$), то на фиг. 424b получается и $R = \infty$; цепь якоря ведет себя как электрический контур, в котором последовательно соединены емкость C_e, индуктивность L_A и активное сопротивление R_A. Резонанс токов возникает, когда

$$\omega L = \frac{1}{\omega C_e} \quad \text{или} \quad \frac{\omega}{\sigma} = \frac{1}{\omega\Theta}, \qquad (686\text{a и b})$$

т. е.

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma}{\Theta}}. \qquad (686)$$

Действие момента инерции уравновешено тогда силою пружины. Следовательно, сила пружины способна уничтожать нежелательно большое, при большом моменте инерции, емкостное действие. Практически конденсаторным характером машины постоянного тока с независимым возбуждением пользуются в линиях переменного тока для улучшения коэфициента мощности (вибратор Каппа).

Практически вычисление емкости C_e производится по формуле:

$$\underline{C_e = \left(\frac{\pi}{60}\right)^2 \left(\frac{n}{E}\right)^2 GD^2\,\mathrm{F},} \qquad (685\text{c}')$$

где E означает индуктируемую в якорной обмотке машины с независимым возбуждением при n об/мин ЭДС в вольтах, а GD^2 — маховой момент вращающейся части в kgm^2.

Конденсаторный характер машины постоянного тока с независимым возбуждением проявляется также при так назывземом грубом пуске в ход, когда цепь якоря двигателя постоянного тока включается без пускового реостата на сеть с неизменным напряжением постоянного тока U.

При принятых в § 6а обозначениях справедливы для равновесного состояния при установившемся режиме уравнения

$$M_b = C_\Omega \Phi I_A \qquad (687\text{a})$$

и

$$U - R_A I_A - C_\Omega \Phi\omega = 0 \qquad (687\text{b})$$

[ср. уравн. (675a и b)], где момент трения при нагруженном двигателе M_b мы будем считать независящим от числа оборотов.

Для неустановившегося режима согласно уравн. (676a и b), пренебрегая реакцией якоря, но учитывая ЭДС, индуктируемую в цепи якоря вследствие изменения тока,

$$M_b + \Theta\,\frac{d\omega'}{dt} = C_\Omega \Phi (I_A + i_A) \qquad (688\text{a})$$

и

$$U - R_A(I_A + i_A) - C_\Omega \Phi(\omega + \omega') - L_A \frac{di_A}{dt} = 0, \qquad (688\text{b})$$

где ω' и i_A означают отклонения данной угловой скорости и данного якорного тока от угловой скорости ω и якорного то-

ка I_A при установившемся режиме, а L_A — самоиндуктивность цепи якоря. Для этих отклонений мы получаем из уравн. (687 и 688a и b) диференциальные уравнения

$$\frac{d^2 i_A}{dt^2} + a_1 \frac{di_A}{dt} + a_2 i_A = 0 \qquad (689a)$$

и

$$\frac{d^2\omega'}{dt^2} + a_1 \frac{d\omega'}{dt} + a_2\omega' = 0, \qquad (689b)$$

где

$$a_1 = \frac{R_A}{L_A} \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{(C_\Omega \Phi)^2}{\Theta L_A}. \qquad (689c)$$

Уравнение тока имеет такой же вид, как уравнение для электрического контура, в котором соединены последовательно активное сопротивление R_A, самоиндуктивность L_A и емкость

$$C_e = \frac{\Theta}{(C_\Omega \Phi)^2}. \qquad (690)$$

Машина с независимым возбуждением ведет себя, следовательно, как конденсатор в электрическом контуре. Так как a_1 и a_2 являются всегда величинами положительными, то здесь возможны только случаи 1 и 2 из числа указанных на стр. 504.

1. Если $\frac{R_A^2 \Theta}{4 L_A C_\Omega^2 \Phi^2} = \frac{R_A^2 \Theta \omega^2}{4 L_A E^2} > 1$, где $E = C_\Omega \omega \Phi$ означает ЭДС движения при установившемся режиме, то разность i_A между каждым данным якорным током и его установившимся значением I_A затухает по показательной функции без явлений качания. То же относится к разности ω' между каждой данной угловой скоростью и ее установившимся значением ω.

2. Если $\frac{R_A^2 \Theta}{4 L_A C_\Omega^2 \Phi^2} = \frac{R_A^2 \Theta_{\omega^2}}{4 L_A E^2} < 1$, то i_A и ω' совершают колебания около своих установившихся значений, затухающие по показательным функциям, т. е. ток и скорость при включении контура поднимаются выше своих установившихся значений и переходят в эти значения только после ряда колебаний.

Практически конденсаторным характером работающего в холостую двигателя постоянного тока с независимым возбуждением пользуются, например, при быстром размагничивании обмоток возбуждения с большой самоиндуктивностью [Л 190, стр. 141].

c) Колебания у шунтовых генераторов. Электрические и магнитные колебания возможны и у генераторов, если даже вращать эти последние с неизменной скоростью. Рассмотрим шунтовой генератор, посылающий ток I во внешнюю цепь с индуктивностью L' и сопротивлением R'. Если обозначить малыми буквами все пере-

менные электрические и магнитные величины, то для главной и для шунтовой цепи действительны тогда уравнения

$$C_\Omega \omega\varphi = Ri_A + R'i + L_A \frac{di_A}{dt} + L' \frac{di}{dt}, \qquad (691a)$$

$$C_\Omega \omega\varphi = Ri_A + ri_n + L_A \frac{di_A}{dt} + \frac{L}{c} \frac{d\varphi}{dt}, \qquad (691b)$$

где L_A — означает самоиндуктивность цепи якоря, а все прочие величины имеют такое же значение, как в § 6а. Магнитную характеристику мы заменяем, чтобы упростить вычисление, прямою,

$$\varphi = ci_n, \qquad (691c)$$

и сперва пренебрегаем пропорциональным якорному току продольным полным током, если он имеется (предполагаем, что не происходит ослабления поля под влиянием реакции якоря и что отсутствует последовательная обмотка). Для токов справедливо уравнение

$$i_A = i_n + i. \qquad (691d)$$

Если исключить в уравн. (691a и b) φ и i_n, то получаются два совместных диференциальных уравнения

$$L_A \frac{di_A}{dt} + L' \frac{di}{dt} + (R - cC_\Omega\omega)\, i_A + (R' + cC_\Omega\omega)\, i = 0, \qquad (692a)$$

$$(L_A + L) \frac{di_A}{dt} - L \frac{di}{dt} + (R + r - cC_\Omega \omega)\, i_A + (cC_\Omega\omega - r)\, i = 0. \qquad (692b)$$

Мы исключаем из этих уравнений i, диференцируем уравнение, исключаем член с $\frac{d^2i}{dt^2}$ и получаем уравнение вида $f_1\left(\frac{d^2i_A}{dt^2}, \frac{di_A}{dt}, \frac{di}{dt}\right) = 0$. Затем мы исключаем i из уравн. (691a и b) и получаем уравнение вида $f_2\left(\frac{di_A}{dt}, \frac{di}{dt}, i_A\right) = 0$. Из этих уравнений мы снова исключаем $\frac{di}{dt}$ и в заключение получаем уравнение

$$\frac{d^2i_A}{dt^2} + a_1 \frac{di_A}{dt} + a_2 i_A = 0, \qquad (693)$$

где

$$a_1 = \frac{L(R' + R) + L_A(R' + r) + L'(R + r - cC_\Omega \omega)}{L_A L + L'L + L'L_A} \qquad (693a)$$

и

$$a_2 = \frac{Rr + R'r + R'R - rcC_\Omega \omega}{L_A L + L'L + L'L_A}. \qquad (693b)$$

Решение этого уравнения имеет такой же вид, как решение рассмотренного в § 6а уравнения, так что условие устойчивости здесь гласит

$$L(R' + R) + L_A(R' + r) + L'(R + r) > L'cC_\Omega \omega. \qquad (694a)$$

Если L_A мало по сравнению с L и L', как, например, во всех тех случаях, когда внешняя цепь является обмоткою возбуждения генератора переменного тока, особенно когда машина постоянного тока снабжена дополнительными полюсами, то это условие переходит в

$$\frac{L}{L'} > \frac{cC_\Omega \omega - (R + r)}{R' + R}. \tag{694b}$$

Но мы имеем

$$E = cC_\Omega I_n \omega \tag{695a}$$

для ЭДС, индуктируемой в якорной обмотке при установившемся режиме и установившемся токе возбуждения I_n, так что

$$[cC_\Omega \omega - (R + r)] I_n = E - U - RI_n = R(I_A - I_n) = RI \tag{695b}$$

и

$$(R' + R) I_n = (U + RI) \frac{I_n}{I}. \tag{695c}$$

Отсюда получается

$$\frac{L}{L'} > \frac{RI^2}{(U + RI)I_n} \approx \frac{RI_A^2}{UI_n}. \tag{695}$$

Таким образом отношение между самоиндуктивностями обмотки возбуждения машины постоянного тока (L) и внешней цепи (L') должно при установившемся режиме превышать отношение между джоулевыми потерями в цепи якоря и в шунтовой цепи машины постоянного тока.

Если ток в обмотке возбуждения генератора переменного тока регулируется сопротивлением в нагрузочной цепи машины постоянного тока, служащей возбудителем ($R = R_Z = \text{const}$), то правая часть уравнения почти равна 1, а левая гораздо больше, чем 1. Поэтому работа тогда устойчива. Но если ток в обмотке возбуждения генератора переменного тока регулируется в цепи якоря возбудителя (R — величина переменная), то легко попасть в неустойчивую область, и тогда в цепи якоря возникают колебания, амплитуды которых во времени возрастают по показательной функции. В таком именно случае пришлось впервые наблюдать колебания у шунтового генератора [Л 192].

Уравн. (695) мы можем также представить в виде

$$\frac{LI_n}{L'I} = \frac{\varphi_n}{\varphi'} = \frac{w\Phi_n}{W'\Phi'} > \frac{RI}{U + RI} \approx \frac{RI_A}{U}. \tag{695'}$$

Отношение между катушечными потоками обмотки возбуждения машины постояного тока и внешней цепи при установившемся режиме должно, следовательно, превышать отношение между падением напряжения во внутренней цепи якоря и напряжением на зажимах машины постоянного тока.

Если учесть влияние пропорционального якорному току продольного полного тока и написать для потока индукции машины постоянного тока уравн. (675d), то оказывается, что в условие устойчивости, например в уравн. (695), надо вместо R подставить

$R + CC_\Omega \omega$, где C положительно, когда пропорциональный якорному току продольный полный ток ослабляет поток, в противном же случае отрицательно. Таким образом, ослабляющий поток продольный полный ток уменьшает область устойчивости, усиливающий поток — увеличивает ее.

d) Сериесный генератор в контуре с емкостью и индуктивностью. Если включить на конденсатор приводимый во вращение с неизменной угловой скоростью ω сериесный генератор, то при надлежащем подборе постоянных контура можно получать незатухающий переменный ток. Обозначим через C_e емкость, через L индуктивность и через R сопротивление контура. Тогда

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C_e} \int i dt = e, \tag{696}$$

где

$$e = C_\Omega \omega \varphi, \tag{697a}$$

причем C_Ω означает согласно уравн. (675a') индуктируемую в сериесном генераторе ЭДС. Положив для потока индукции машины

$$\varphi = Ci \tag{697b}$$

(прямолинейная характеристика), мы имеем

$$e = CC_\Omega \omega i = C'i, \tag{697}$$

где C' — величина постоянная. Таким образом [уравн. (696)] переходит в

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + a_1 \frac{di}{dt} + a_2 i = 0, \tag{698}$$

где

$$a_1 = \frac{R - C'}{L} \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{1}{C_e L}. \tag{698a и b}$$

Генератор действует в контуре как „отрицательное“ омическое сопротивление. Здесь, смотря по величине a_1 и a_2, могут возникать все указанные на стр. 504 в п.п. 1—5 формы колебаний. Особого внимания заслуживает случай $a_1 = 0$, т. е.

$$R = C' = CC_\Omega \omega. \tag{699a}$$

В этом случае генератор вырабатывает незатухающий переменный ток с круговой частотой

$$\omega_e = 2\pi f = \frac{1}{\sqrt{C_e L}}. \tag{699b}$$

E. Экспериментальное исследование машин постоянного тока.

Общей задачей экспериментального исследования машины постоянного тока является изучение ее свойств в работе, в частности же при этом проверяют, удовлетворяет ли машина требованиям, электротехнических норм страны и, в некоторых случаях, и осо-

бым соглашениям между поставщиком и покупателем машины. Дополнительно производятся также исследования, имеющие целью проверить точность предварительных расчетов и изготовления машины [P39].

1) Сопротивления, положение щеток и рабочие характеристики.

а) **Измерение сопротивлений.** Сопротивления обмоток обычно определяются посредством измерения тока и напряжения (постоянный ток), а иногда и непосредственно с помощью мостика Уитстона или Томсона, смотря по величине сопротивлений.

Для определения сопротивления якорной обмотки вольтметр должен быть приложен непосредственно к коллекторным пластинам, покрытым щетками, чтобы заодно не измерять падения напряжения под щетками, которое при неподвижном коллекторе колеблется в широких пределах. Чтобы ток распределялся по возможности равномерно между параллельно соединенными группами щеток, рекомендуется заменить угольные щетки плотно лежащими на коллекторе металлическими контактами и подводить через них ток к якорной обмотке. Особенно уместно это мероприятие при многократных (многоходовых) обмотках. При многополюсных петлевых обмотках следует перед каждой группой щеток включить по амперметру, чтобы проверить, равномерно ли распределяется ток между якорными ветвями, соединенными параллельно группами щеток.

При волновых обмотках надобности в этом нет, так как ток, приходящийся на каждую группу щеток, не имеет здесь влияния на распределение тока в ветвях якоря.

Предложено было при якорных обмотках с $a>1$ подводить и отводить ток для измерения сопротивления к таким точкам якорной обмотки, чтобы получались только две ветви якоря с одинаковым числом катушек (Л 193 и Л 90, стр. 646). Тогда действительное (рабочее) сопротивление якоря составляет $\frac{1}{a^2}$ измеренного. При этом, однако, нужно быть осторожным, если якорная обмотка снабжена уравнительными соединениями. При четырехполюсной петлевой обмотке без уравнительных соединений места подвода тока на коллекторе были бы диаметрально противоположны друг другу. Но эти места обычно замкнуты накоротко уравнительными соединениями.

Активное сопротивление якорной обмотки в большинстве случаев мало отклоняется от сопротивления постоянному току, найденного путем измерений тока и напряжения. Так как экспериментальное определение активного сопротивления очень неточно, то следует вычислить согласно сказанному в § II L4 отношение между ним и сопротивлением постоянному току и умножать на измеренную величину.

Все сопротивления должны быть пересчитаны на нагретое состояние, т. е. на температуру, которой машина достигает при номинальной мощности, если средняя температура помещения составляет 20° С. Если нагрев машины не определен экспериментально, то

сопротивления, согласно § 30 ПИЭМ[1], должны быть пересчитаны на 75°С.

С особою тщательностью следует отнестись к измерению сопротивления якоря, если по этому сопротивлению требуется определить нагрев якорной обмотки (ср. § 6а). При этом не так важно определить действующее при работе сопротивление, как точное относительное п р и р а щ е н и е сопротивления. Так как сопротивление в отдельных ветвях якоря обычно не совсем одинаково, то следует измерять сопротивление у холодной и у нагретой машины между одними и теми же коллекторными пластинами, отметив их кернером на торцевой поверхности. Положение этих пластин надо выбрать такое, чтобы между ними лежала по возможности большая часть обмотки, не замкнутая уравнительными соединениями накоротко (расстояние одного полюсного деления).

b) Установка щеток. Положение щеток у машин с дополнительными полюсами и положение их при холостом ходе у машин без дополнительных полюсов (середина междуполюсного пространства) проще всего определить так, чтобы, при включении или выключении обмотки возбуждения, на щетках покоящегося якоря не возникало напряжение.

Это измерение очень точно, потому что применяемый для измерения, вольтметр можно взять любой чувствительности. Надо, однако, иметь в виду, что напряжение на щетках несколько колеблется в зависимости от положения впадин и коллекторных пластин относительно щеток и что щетки при измерении не всегда прилегают к коллектору всею своей поверхности. Первое влияние можно учесть, произведя измерение при различных положениях якоря относительно щеток, а второе — применив заостренные вспомогательные щетки.

Можно также нагрузить машину как двигатель и так установить щетки, чтобы при одном и том же напряжении на зажимах и одном и том же вращающем моменте, а также одном и том же нагреве, число оборотов было одинаково при обоих направлениях вращения. При этом установка щеток тем точнее, чем слабее возбуждена обмотка возбуждения; щетки должны быть одинаково хорошо пришлифованы для обоих направлений вращения.

Наконец, для определения нейтрального положения щеток можно вращать машину извне при разомкнутой цепи возбуждения и короткозамкнутых щетках. Если затем сдвинуть щетки в таком направлении, чтобы продольная реакция якорного тока, индуктируемого остаточным магнетизмом, усиливала поток, то машина возбуждается. Сперва определяют положение щеток, при котором самовозбуждение как раз исчезает (ток минимален). Соответственное положение щеток определяют для другого направления вращения. По середине между найденными по этому способу двумя положениями щеток лежит тогда нейтральная зона.

с. Снятие рабочих характеристик. Вычисленные в главе D характеристики позволяют судить о машине с точки зрения ее рабочих

---

[1] ПИЭМ — Правила и нормы для испытания электрических машин, одобренные IX Всесоюзным электротехническим съездом.

свойств при различных режимах работы. Экспериментальное снятие их нуждается лишь в немногих пояснениях.

Характеристику холостого хода у сериесной машины, а в сущности и у машин шунтовой и компаундной, следует снимать при независимом возбуждении. Так как обычно ток в шунтовой обмотке нагружает машину лишь ничтожно, то напряжение на зажимах, измеренное при разомкнутой внешней цепи у шунтовой и у компаундной машины, мало отличается от напряжения на зажимах при независимом возбуждении, т. е. при собственно холостом ходе.

Характеристику холостого хода следует снимать при номинальном числе оборотов. При независимом возбуждении можно допустить, чтобы число оборотов отклонялось от номинального и затем пересчитать измеренное напряжение, умножив его на отношение номинального числа оборотов к измеренному. При снятии характеристики холостого хода вследствие гистерезиса получаются обычно несколько меньшие значения при постепенно возрастающем, чем при постепенно убывающем возбуждении полюсов. Но в большинстве случаев эта разница очень незначительна.

При снятии нагрузочных характеристик щетки должны находиться в том же положении, как и при работе. Таким положением является у машин с дополнительными полюсами, а обычно и у реверсивных машин без дополнительных полюсов, расположение их в геометрически нейтральной зоне. У машин без дополнительных полюсов, предназначенных для работы только в одном направлении вращения, таким положением обычно является то, при котором возникает на щетках минимальное искрение при полной нагрузке и при холостом ходе. Это положение щеток надо найти экспериментально.

При нагрузке машины индуктируемая ЭДС не поддается непосредственному измерению. Ее определяют по напряжению на зажимах, сложив с ним у генератора и вычтя из него у двигателя абсолютную величину падения напряжения в цепи якоря. При этом падение напряжения под щетками надо ввести согласно указаниям главы IIК, а сопротивление в цепи якоря определить посредством измерения (ср. § а).

Согласно примечания к § 41 ПИЭМ обмотка возбуждения у генератора должна быть рассчитана с таким запасом, чтобы машина при номинальном числе оборотов и перегрузке (током) на 20% в нагретом состоянии способна была вырабатывать номинальное напряжение. К двигателям в § 26 ПИЭМ предъявляется требование, чтобы они при номинальном напряжении развивали опрокидывающий (максимальный) момент, превосходящий номинальный вращающий момент по меньшей мере в 1,6 раз при продолжительной работе и в 2 раза при повторно-кратковременной работе, и при этом не останавливались. Условие это у машин постоянного тока всегда соблюдено.

2. Определение коэфициента полезного действия по ПИЭМ.

В §§ 29—40 ПИЭМ изложены способы экспериментального определения коэфициента полезного действия электрических машин.

Мы не будем их здесь приводить текстуально, предполагая их известными читателю.

а) Непосредственное измерение коэфициента полезного действия. Указанный в § 32 ПИЭМ метод измерения мощностей применим только к двигатель-генераторам и одноякорным преобразователям. Он не нуждается в особых пояснениях; коэфициент полезного действия всего преобразователя получается как частное от деления отдаваемой мощности на потребляемую мощность.

Метод торможения применяется главным образом для электродвигателей. Коэфициент полезного действия получается как частное от деления механически отдаваемой мощности на электрически потребляемую мощность.

Чтобы определить по методу торможения коэфициент полезного действия генератора, его надо пустить в работу двигателем. Чтобы при этом получились те же потери, как у генератора, машина должна вращаться в направлении, обратном ее направлению вращения в качестве генератора. Тогда распределение тока в обмотках, а следовательно и реакция якоря в обоих случаях одинаковы (ср. фиг. 321 с фиг. 322). Далее нужно так установить напряжение у цепи якоря, чтобы при номинальном якорном токе получилось номинальное число оборотов, т. е. взять величину, $U_A = U_N + 2(RI_{AN} + U_b)$. У машины с независимым возбуждением цепь возбуждения должна быть при этом включена, вместе с необходимым при номинальном напряжении добавочным сопротивлением, под номинальное напряжение на зажимах цепи возбуждения. То же относится к шунтовой цепи у шунтовой и компаундной машины, иными словами ее нужно питать от особого источника тока с номинальным напряжением. Тогда потери при двигательном режиме таковы же, как при генераторном. Но коэфициент полезного действия при двигательном режиме только приближенно равен коэфициенту полезного действия при генераторном режиме, потому что механически отдаваемую мощность нельзя урегулировать так, чтобы она точно равнялась электрически отдаваемой при генераторном режиме мощности. Имеем

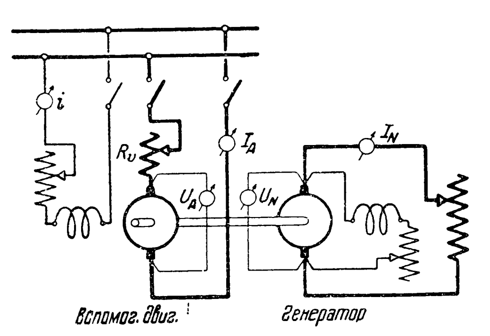
$$\eta_G = \frac{U_N I_N}{U_N I_N + (1 - \eta_M)(U_A I + U_{NiN})}.$$

Если присоединить шунтовую обмотку к зажимам якорной цепи, то надо установить тот ток возбуждения, какой необходим при номинальном напряжении на зажимах и генераторном режиме. Затем потери в шунтовой обмотке должны быть пересчитаны в отношении $\frac{U_N}{U_A}$.

Способ нагрузки тоже применим как к генераторам, так и к двигателям. Вспомогательная машина, о которой говорит § 32 ПИЭМ, сочленяется с испытуемой машиной и работает двигателем при испытании генератора и генератором при испытании двигателя. В качестве вспомогательной машины рекомендуется пользоваться шунтовой машиной постоянного тока. Схема соединений для испытания шунтового генератора представлена на

фиг. 425. Ток i шунтовой обмотки у работающей двигателем вспомогательной машины устанавливается на неизменное значение, при котором известны или посредством особого измерения найдены потери вспомогательной машины, покрываемые из цепи якоря (т. е. без потерь в шунтовой цепи) при различных якорных токах и номинальных числах оборотов испытуемого генератора. Номинальное число оборотов генератора устанавливается с помощью добавочного сопротивления вспомогательной машины R_v. Если при этих условиях обозначить для вспомогательной машины якорный ток через I_A, напряжение у цепи якоря (за исключением R_v) через U_A и потери (за исключением потерь в шунтовой цепи) при якорном токе I_A через Q_A, а для испытуемой машины номинальное напряжение через U_N и номинальный ток через I_N, то коэфициент полезного действия испытуемого генератора равен

$$\eta = \frac{I_N U_N}{I_A U_A - Q_A}. \quad (700)$$



Фиг. 425. Схема соединений для метода нагрузки применительно к шунтовому генератору.

Вращающий момент, передаваемый от вспомогательного двигателя на генератор, можно измерить непосредственно, если сделать корпус двигателя поворотным и измерять механически вращающий момент, необходимый для удержания корпуса в равновесии (Л 90, стр. 624), или же если поместить между валами двигателя и генератора упругий стержень и вычислить по скручиванию этого стержня вращающий момент (Л 194 и 195). Тогда коэфициент полезного действия получается как отношение электрически отдаваемой мощности ($I_N U_N$) к механически потребляемой. Вспомогательная машина в этом случае может быть и не тарированной.

b) Косвенное измерение коэфициента полезного действия. Когда в распоряжении имеются две совершенно одинаковые машины, то сумму потерь обеих машин можно измерить непосредственно, соединив их так, чтобы одна из них работала двигателем, другая — генератором, и чтобы сеть покрывала потери обеих машин. Этот метод определения потерь называется способом возвратной работы.

Для двух шунтовых машин соответственная схема соединений представлена на фиг. 426. Машина 1 приводится во вращение от сети как двигатель и делает номинальное число оборотов. Затем возбуждают машину 2 до напряжения сети и замыкают выключатель в цепи якоря, предварительно замкнув накоротко пусковой реостат R_{v1} и, убедившись по показанию вольтметра U', что на зажимах разомкнутого выключателя действует разность, а не сумма напряжений обеих машин. Токи I_{A1} и I_{A2} должны быть с помощью сопротивлений в питаемых независимо шунтовых цепях установлены так, чтобы суммарные якорные джоулевы потери обеих машин

были таковы же, как при работе с номинальным током I . Таким образом, независимо от того, являются ли испытуемые машины двигателями или генераторами, имеем

$$I_{AN} = \sqrt{\frac{I_{A_1} + I^2 A_2}{2}} \qquad (701a)$$

или же

$$I_{AN} \approx \frac{I_{A_1} + I_{A_2}}{2} \qquad (701b)$$

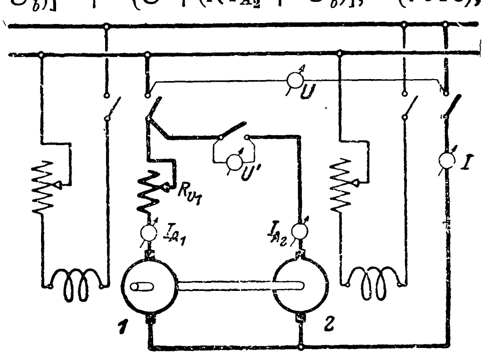
так как I_{A_1} и I_{A_2} почти равны друг другу.

Есле обе машины являются генераторами и если, при схеме возвратной работы, суммарные потери в железе у обеих машин должны быть такими же, как при работе обеих машин генераторами при номинальном напряжении U_N, то должно быть: $2[U_N + (RI_{A_N} + U_b)]^2 \approx [U-(RI_{A_1} + U_b)]^2 + (U+(RI_{A_2} + U_b)]^2$ (701c), где через U обозначено напряжение сети при схеме возвратной работы. Приняв во внимание уравн. (701b), мы получаем для напряжения сети, необходимого при пользовании методом возвратной работы для случая генераторов

$$U \approx U_N \sqrt{1 + 2\frac{RI_{AN} + U_b}{U_N}} \approx$$
$$\approx U_N + RI_{AN} + U_b \quad (702a)$$

Подобным же образом мы находим, что у двигателей должно быть:

$$U \approx U_N - (RI_{AN} + U_b). \quad (702b)$$



Фиг. 426. Схема соединений для метода возвратной работы применительно к шунтовым или независимо возбуждаемым машинам. Мощность потерь подводится электрически.

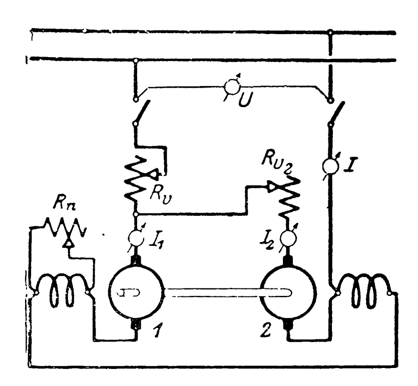
Потери в цепи возбуждения не измеряются, а получаются равными $2U_N i_N$, если i_N означает ток возбуждения, необходимый при номинальном напряжении на зажимах, номинальном числе оборотов и номинальной мощности (P_N). Этот ток определяется экспериментально при генераторном или двигательном режиме, смотря по назначению машины. В предположении, что коэфициент полезного действия у обеих машин одинаков, мы получаем для него выражение

$$\eta = \frac{2P_N}{2\,(P_N + U_N i_N) + UI}, \qquad (703)$$

где I означает ток, потребляемый из сети для компенсации потерь (ср. фиг. 426).

На фиг. 427 представлена схема возвратной работы для сериесных машин. Так как сериесный генератор работать обратно на сеть с неизменным напряжением непосредственно не может, то его надо возбуждать от независимого источника тока. Поэтому обмотка возбуждения машины 2, работающей генератором, соединена последовательно с машиною 1, работающей двигателем, и при-

том в таком направлении, что при работе потребляемый из сети ток I равняется разности токов обеих машин $I_1 - I_2$. Машину 1 пускают в ход посредством уменьшения добавочного сопротивления R_v, причем в начале перед якорем машины 2 еще включено добавочное сопротивление R_{v2}, чтобы при неподвижном якоре и при малых числах оборотов предотвращено было сильное потребление тока машиною 2. Во время пуска в ход добавочное сопротивление R_{v2} постепенно замыкают накоротко и так ослабляют поток машины 1 с помощью шунтового сопротивления R_n, чтобы ток I_2 изменил свой знак и чтобы машина 2 начала работать генератором. Затем постепенно замыкают накоротко добавочное сопротивление R_v и устанавливают такое напряжение сети U и такое сопротивление шунта R_n, чтобы при номинальном числе оборотов сумма токов обеих машин $I_1 + I_2$ равнялась двойному номинальному току одной машины. Тогда суммарные джоулевы потери приблизительно равны джоулевым потерям при номинальной мощности обеих машин. Так как здесь изменению подвергается только возбуждение одной машины, то напряжение сети уже нельзя установить так, чтобы при схеме возвратной работы сумма потерь в железе у обеих машин точно равнялась двойной величине потерь в железе у одной машины при номинальном режиме. Но приближенно это равенство соблюдено, потому что поток у генератора несколько больше, а у двигателя несколько меньше, чем при номинальном режиме. Коэфициент полезного действия с достаточным приближением получается равным



Фиг. 427. Схема соединений для метода возвратной работы применительно к сериесным машинам. Теряемая мощность подводится электрически.

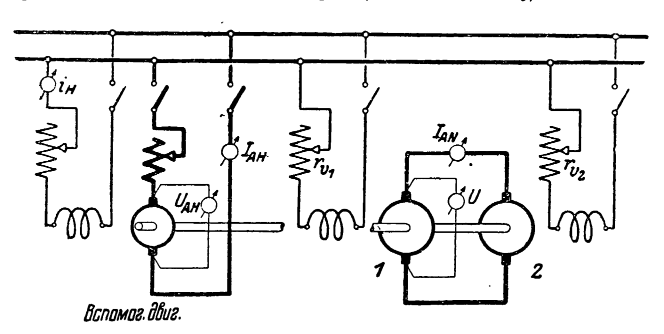
$$\eta \approx \frac{2P_N}{2P_N + UI}. \qquad (704)$$

При установке сопротивления шунта R_n нужно действовать осмотрительно. Во время работы R_n должно регулироваться только в тех пределах, какие требуются для распределения нагрузки между обеими машинами. При $R_n = \infty$ нагрузка, создаваемая генератором, исчезла бы, и машинный агрегат перешел бы в разнос; при $R_n = 0$ индуктируемая в якорной обмотке ЭДС почти исчезла бы, и цепь машины 1 замкнула бы сеть накоротко.

При испытании сериесных двигателей с зубчатой передачей (трамвайные двигатели) можно сочленить обе машины общим зубчатым колесом, которое бы сцеплялось с шестеренками обеих машин. Тогда в результат измерения войдут и потери на зубчатую передачу.

При применении способа возвратной работы потери могут компенсироваться также механической энергией, например по представленной на фиг. 428 схеме. Механическая энергия здесь подво-

дится к испытуемым машинам (например, к шунтовым машинам *1* и *2*) посредством вспомогательного двигателя, потери которого известны. Номинальную мощность вспомогательного двигателя следует выбрать так, чтобы она не превышала суммы потерь испытуемых машин *1* и *2*, т. е. потери холостого хода у вспомогательного двигателя были бы по возможности незначительны. Так как по способу возвратной работы потери измеряются непосредственно, а не получаются в виде разности между потребляемой и отдаваемой мощностями, как при непосредственном измерении коэфициента полезного действия, то здесь достаточно определить потери вспомогательного двигателя лишь приближенно. Они получаются как сумма потерь холостого хода Q_{H0} при токе возбуждения вспомогательного двигателя i_H, который нужно поддерживать постоянным, и при номинальном числе оборотов, и джоулевых потерь, вычисленных по сопротивлению цепи якоря $(R_{AH}I_{AH} + U_b)\,I_{AH}$.



Фиг. 428. Схема соединений для метода возвратной работы применительно к шунтовым или независимо возбуждаемым машинам. Теряемая мощность подводится м е х а н и ч е с к и.

Испытуемые машины рекомендуется возбуждать от независимого источника и отрегулировать добавочные сопротивления r_{v1} и r_{v2} при номинальном числе оборотов таким образом, чтобы по цепи якоря проходил номинальный ток якоря I_{AN}, а напряжение U было у генераторов больше номинального напряжения U_N на падение напряжения в одной якорной цепи и было настолько же меньше у двигателя [ср. уравн. (702a и b)]. Тогда коэфициент полезного действия равен

$$\eta = \frac{2P_N}{2(P_N + U_N i_N) + U_{AH}\,I_{AH} - Q_{H0} - (R_{AH}I_{AH} + U_b)I_{AH}} \qquad (705)$$

причем ток возбуждения i_N надо определить для номинального режима экспериментально при двигательном или генераторном режиме, смотря по назначению машины.

Способ возвратной работы, при котором потери покрываются механической энергией (фиг. 428), имеет перед предыдущими способами (фиг. 426 и 427) то преимущество, что напряжение сети, из которой потери компенсируются, не должно быть регулируемым. Это особенно удобно при испытании сериесных машин.

С п о с о б о п р е д е л е н и я о т д е л ь н ы х п о т е р ь так подробно описан в §§ 35—40 ПИЭМ, что здесь можно ограничиться только

краткими пояснениями. У машин постоянного тока указанные в п. Д § 35 ПИЭМ потери, переходные потери на контактных кольцах возбуждения равны нулю, потому что обмотка возбуждения тут неподвижна. Холостые потери включают только потери на трение, на сопротивление воздуха и потери на выделяемое в железе тепло.

При применении тарированной вспомогательной машины для определения холостых потерь рекомендуется, в видах максимальной точности измерения, выбрать такую вспомогательную машину, чтобы ее номинальная мощность приблизительно равнялась холостым потерям испытуемой машины (ср. стр. 519). Указанные п. Е § 35 ПИЭМ добавочные потери прямому измерению не поддаются, так что их нужно выбирать приближенно, согласно § 40 ПИЭМ. При измерении холостых потерь надо иметь в виду, что потери на трение в подшипниках существенно зависят от температуры масла и состояния скользящих поверхностей. Поэтому измерения следует производить, когда подшипники хорошо приработались и когда у них установилась соответствующая нормальному режиму температура. При всяком изменении числа оборотов температура подшипников устанавливается только спустя некоторое время.

3. Разделение потерь.

Для проверки точности предварительных расчетов и выполнения машины желательно более детальное разделение потерь, чем по предлагаемому в ПИЭМ способу измерения отдельных потерь. Потери на трение и на сопротивление воздуха можно найти с помощью вспомогательного двигателя (ср. стр. 519), когда испытуемая машина не возбуждена. Подходит для этого также способ самоторможения (выбега), о котором мы будем говорить подробнее при изучении индукционной машины. От суммарных потерь на трение и сопротивление воздуха можно отделить потери на трение о щетки, если снять щетки с испытуемой машины. Принимая, что потери на трение в подшипниках растут в 1,5-ой степени, а потери на сопротивление воздуха — в 3-й степени числа оборотов, мы можем разделить обе эти потери друг от друга. При снятых щетках мы измеряем

$$Q = C_1 n^{1,5} + C_2 n^3, \qquad (706a)$$

где первый член правой части изображает потери на трение в подшипниках, а второй потери не сопротивление воздуха. Тогда отношение

$$\frac{Q}{n^{1,5}} = C_1 + C_2 n^{1,5}, \qquad (706b$$

в функции 1,5-ой степени числа оборотов n изобразится прямою, а отрезок на оси абсцисс даст нам коэфициент пропорциональности C_1 в выражении для трения в подшипниках $C_1 n^{1,5}$, наклон же прямой соответствует коэфициенту пропорциональности C_2 в выражении для потерь на сопротивление воздуха. Принятый нами закон изменения потерь на трение в подшипниках предполагает, что во время испытания температура

подшипников не изменяется. Поэтому подшипники должны до испытания достигнуть температуры, которая возникает при номинальном числе оборотов и установившемся режиме, а регулировку и измерение при других числах оборотов надо производить так быстро, чтобы температура у подшипников не менялась заметно.

Точнее можно разделить потери на трение в подшипниках и на сопротивление воздуха [Л 197], испытывая машину при различных смазочных материалах, которые должны создавать по возможности различное трение в подшипниках. Если отложить измеренную сумму потерь на трение в подшипниках и на сопротивление воздуха в функции от температуры нагрева подшипников, то получается прямая, отрезок которой на оси ординат определит потери на сопротивление воздуха.

Если из потерь у возбужденной машины вычесть потери на трение и на сопротивление воздуха, то получаются потери в железе и могущие еще возникать, при отсутствии тока в якоре, потери на вихревые токи в обмотке. В предположении, что потери на гистерезис пропорциональны числу оборотов, а потери на вихревые токи пропорциональны квадрату числа оборотов, мы получаем для отношения

$$\frac{Q}{n} = C_3 + C_4 n, \qquad (707)$$

в функции числа оборотов n прямую, отрезок которой на оси ординат дает коэфициент пропорциональности C_3 в выражении для потерь на гистерезис $C_3 n$ и наклоном которой определяется коэфициент пропорциональности C_4 в выражении для потерь на вихревые токи. Иногда экспериментально найденное отношение $\frac{Q}{n}$ возрастает несколько медленнее с числом оборотов, чем по прямой линии, и это объясняется тем, что потери на вихревые токи возрастают медленнее, нежели пропорционально квадрату частоты перемагничивания (реакция вихревых токов).

Влияние обработки якорных впадин на потери в железе можно исследовать во время изготовления машины, вводя якорь в соответственный индуктор и измеряя потери в железе перед обработкой впадин и после нее. Подобным же образом можно определить обусловленные главным полем потери на вихревые токи в якорной обмотке, измерив потери перед намоткой и после нее. При этом определяются также потери на сопротивление воздуха у якоря с обмоткой и без нее.

Активное сопротивление якорной обмотки можно с грубым приближением определить, питая током якорь машины в свободном воздушном пространстве и приводя его извне во вращение при различных числах оборотов. Превращаемая в теплоту мощность включает при этом, впрочем, и потери на коммутацию, которые искажают результат определения коэфициента полезного действия.

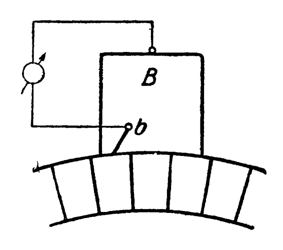
4. Коммутация.

Согласно §§ 25 и 28 ПИЭМ коллекторные машины должны работать практически без искрения при нагрузке от холостого хода до номинальной мощности. Работа считается практически

безискровой, если коллектор и щетки продолжительно остаются в состоянии, при котором они способны работать. Машины для продолжительной работы должны быть способны в нагретом состоянии выдерживать в течение двух минут 1,5-кратный номинальный ток, без ущерба для эксплоатационной надежности коллектора и без возникновения кругового огня.

а) Испытание на короткое замыкание. При испытании крупных машин, которые нельзя полностью нагрузить в испытательной лаборатории, можно вращать машину как генератор с независимым возбуждением, замкнув накоротко цепь якоря, и установив с помощью возбуждения требуемый ток якоря.

При том же якорном токе замкнутая накоротко машина в отношении искрения на щетках будет в основном вести себя так же, как при номинальном напряжении, потому что в настоящее время крупные машины всегда бывают снабжены дополнительными полюсами, а тогда поле, возбуждаемое обмоткой возбуждения в пределах зоны коммутации, не оказывает заметного влияния на ЭДС, индуктируемую в якорной катушке. Разумеется, испытание при коротком замыкании не позволяет судить о степени опасности возникновения кругового огня, так как при номинальном режиме максимальное значение напряжения между смежными коллекторными пластинками гораздо больше.



Фиг. 429. Измерение кривой напряжения под щеткой.

b) Кривая напряжения под щеткой. Судить об опасности кругового огня на основании субъективного наблюдения ненадежно, и нельзя также непосредственно распознать, происходит ли замедленная или ускоренная коммутация, т. е. выбрано ли коммутирующее поле слишком сильным или слишком слабым. Чтобы выяснить это и установить, насколько удалось приблизиться к возможно равномерному распределению эффективной плотности тока по ширине щетки, рекомендуется экспериментально снять кривую напряжения под щеткой, о предварительном вычислении которой мы уже говорили в §§ B3а и B4. Для этой цели надо измерять напряжения между противолежащими точками щетки и коллектора вдоль ширины щетки. Так как материал щетки обладает незначительным электрическим сопротивлением по сравнению с переходным сопротивлением между щеткой и коллектором, то даже при очень неравномерном распределении тока по поверхности контакта щетка во всех местах имеет практически одинаковый потенциал. Это позволяет нам измерять напряжение между определенной точкой щетки B (ср. фиг. 429) и меняющейся вдоль ширины щетки точкою на окружности коллектора. Точку эту мы получаем с помощью узкой, вспомогательной щетки b, которая скользит по коллектору и которую можно перемещать вдоль ширины главной щетки. Вследствие незначительной плотности тока на поверхности контакта вспомогательной щетки переходное напряжение между нею и коллектором так мало, что допустимо приписать вспомогательной щетке потенциал лежащей под нею коллекторной пластины. Так как подле-

жащее измерению переходное напряжение очень невелико (порядка 1 вольта), то обычно его измеряют поляризованным вольтметром, который тогда указывает не эффективное значение, а алгебраическое среднее значение переходного напряжения. При сильно замедленной или ускоренной коммутации это среднее значение переходного напряжения меняет свой знак вдоль ширины щетки [P40].

В §§ B3a и B4 мы показали, как по кривой напряжения под щеткой можно приближенно судить об изменении тока короткого замыкания. Коммутация сильно замедлена, если напряжение под щеткой все время возрастает по направлению от набегающего к сбегающему краю; коммутация сильно ускорена, когда в этом же направлении напряжение под щеткой все время убывает. В общем случае коммутация на протяжении всего ее периода отчасти замедлена, отчасти ускорена.

5. Кривая поля.

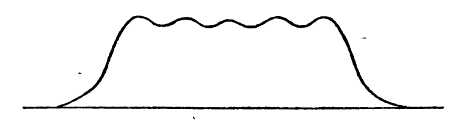
Чтобы судить о поведении машины, особенно в отношении искажения поля при нагрузке и сопряженной с этим опасности кругового огня, нужно приближенно знать кривую поля при нагрузке.

При гладком якоре ЭДС, индуктируемая в одном диаметральном витке, пропорциональна кривой поля, если эта последняя имеет в точности период полюсного деления и если отрицательная ее полуволна является зеркальным изображением положительной полуволны относительно оси абсцисс. Следовательно, кривую эту можно осциллографически снять на одном диаметральном витке, концы которого подведены к контактным кольцам. Если для этого использовать одну из якорных катушек, то при диаметральных катушках мы получаем среднее значение кривой поля на участках окружности якоря, равных ширине катушечной стороны, при хордовых же катушках, у которых катушечная сторона отклоняется от полюсного деления на εt_K (эта величина приведена к окружности якоря), мы измеряем из числа средних значений диаметральной обмотки средние значения каждых двух мест, отстоящих друг от друга по окружности якоря на εt_K. Детали распределения поля при этом способе в большей или меньшей степени пропадают.

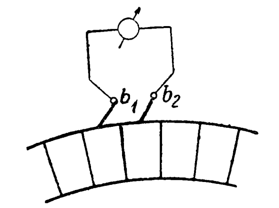
При зубчатом якоре напряжение, осциллографически снятое в одной якорной катушке, содержит также обязанные зубчатому строению высшие гармоники ЭДС, как это, например, показано при холостом ходе для якоря с 9 впадинами на полюс и диаметральным витком на фиг. 430. Средние значения кривой поля на участках окружности якоря, равных полюсному делению, мы можем измерить с помощью поляризованного вольтметра, присоединенного к двум вспомогательным щеткам (b_1 и b_2 на фиг. 431), которые скользят по коллектору на расстоянии yt_K, где y означает результирующий шаг обмотки и t_K — коллекторное деление. При петлевых обмотках $yt_K = mt_K$, где m — показатель кратности (число ходов). При однократной петлевой обмотке, наличие которой предполагается на фиг. 431, расстояние между вспомогательными

щетками равно коллекторному делению t_K. Средние по полюсному делению значения мы получаем и в том случае, когда во впадине рядом лежат несколько катушечных сторон ($u>1$), в чем легко убедиться, проследив за положением середин прорезей впадин при движении якоря. Смещая пару щеток $b_1 b_2$ вдоль всей окружности якоря, мы измеряем распределение поля. При хордовых катушках мы получаем среднее значение кривой поля между двумя точками, отстоящими друг от друга на окружности якоря на εt_K. Если при волновых обмотках выбрать расстояние между щетками b_1 и b_2 равным $mt_K = at_K$, то из числа средних значений простой катушки измеряются средние значения p мест на окружности якоря, отстоящих на ней друг от друга на результирующий шаг обмотки y.

Если с помощью пары щеток, показанной на фиг. 431, желательно не только определить приближенно распределение поля, но и масштаб, то рекомендуется найти этот масштаб посредством измерения напряжения на главных щетках, так как, вследствие неточной установки расстояния между вспомогательными щетками и вследствие влияния изолирующих прокладок у коллектора, измеренное между вспомогательными щетками b_1 и b_2 напряжение не в точности равняется напряжению на концах одной якорной катушки. Произведение из площади, которую измеренная кривая поля образует с осью абсцисс, на теоретическую длину якоря должно равняться потоку, который по уравн. (163) получается на основании измеренной ЭДС всей якорной обмотки при стоящих в нейтральной зоне щетках.



Фиг. 430. ЭДС, индуктируемая в диаметральной катушке зубчатого якоря при холостом ходе.



Фиг. 431. Определение кривой поля.

При нагрузке измеренное на вспомогательных щетках напряжение уже не изображает в точности кривую поля, так как в якорной катушке возникает еще обусловленное якорным током падение напряжения, а на протяжении периода короткого замыкания катушки возникают индуктируемые в ней поперечным потоком впадин и лобовым потоком ЭДС e_N и e_S. Падение напряжения в якорной катушке по сравнению с индуктируемой в ней ЭДС незначительно; ЭДС e_N и e_S в сильной степени проявляются, однако, в пределах зоны коммутации. Поэтому в зоне коммутации измеряется не истинная „кривая поля". У машин без дополнительных полюсов измеряется большее значение, у машин с дополнительными полюсами — меньшее, так что у последних при правильно возбужденном коммутирующем поле измеренная кривая поля в пределах зоны коммутации почти равна нулю, тогда как в действительности она обычно имеет весьма заметное значение [Л 198, стр. 26].

Осциллограмма, снятая с помощью диаметрального витка, расположенного на поверхности якоря, дает нам истинное распределение

поля с налагающимися на него высшими гармониками ЭДС, которые обусловлены зубчатым строением якоря.

6. Нагрев и прочность изоляции.

a) **Нагрев.** Нормы нагрева электрических машин, измерение его и допускаемые температурные пределы подробно указаны в §§ 11—19 ПИЭМ; поэтому мы здесь ограничимся лишь ссылкою на них. О том, как определяется нагрев якорной обмотки по приращению сопротивления, см. § 1a.

Когда нагрев крупной машины определяется на изготовляющем ее заводе, то для сбережения энергии обычно пользуются способом возвратной работы, который мы подробно рассмотрели в § 2b. В отличие от определения коэфициента полезного действия, применяемые здесь для метода возвратной работы машины могут и не быть одинаковы, так как номинальные величины должны быть точно установлены только у той машины, нагрев которой подлежит определению.

С грубым приближением нагрев машины можно также считать равным сумме отдельных нагревов, которые получаются в результате испытаний на нагрев при холостом ходе и при коротком замыкании цепи якоря [Л 130, стр. 81]. В обоих случаях машину нужно вращать с номинальным числом оборотов. При испытании на холостой ход надо установить напряжение на зажимах, равное индуктируемой при нагрузке ЭДС E''. При испытании на короткое замыкание машину надо возбуждать так, чтобы по якорю проходил номинальный ток.

b) **Прочность изоляции.** Испытанию прочности изоляции посвящены §§ 20—24 ПИЭМ. Согласно этим нормам изоляция вообще должна быть подвергнута двум испытаниям: испытанию электрической прочности изоляции и испытанию изоляции витков. Испытание прочности изоляции производится с помощью переменного тока частотою 50 Hz и при синусоидальной кривой напряжения в течение 1 минуты. Источник переменного тока включается между испытуемой обмоткой и другими обмотками, соединенными между собою и с железным корпусом. Испытательное напряжение составляет при номинальных мощностях ниже 1000 W $2U_N + 500$ V, при номинальных мощностях, превышающих 1000 W и до 3000 W оно составляет $2U_N + 1000$ V, и для мощностей выше 3000 ватт $2U_N + 1000$ V, но не менее 2000 V. Испытание изоляции витков производится повышением индуктированного напряжения на 30% против номинального в течение 3 минут.

F. Проектирование машины постоянного тока.

1. Размеры.

При определении размеров машины мы исходим из среднего окружного усилия, равного согласно уравн. (187):

$$\sigma = \frac{1}{\pi^2} \frac{P}{n} \frac{1}{D^2 l_i}. \qquad (708)$$

Среднее окружное усилие, как мы видели в § II E4, в основном зависит от диаметра D. На фиг. 148 оно дано в зависимости от диаметра якоря для хорошо использованных машин постоянного тока открытой конструкции при наивыгоднейшем числе оборотов и числе полюсов.

При определении диаметра D и теоретической длины якоря l_i можно при заданном отношении $\frac{P}{n}$ задаться различными D, взять из фиг. 148 средние окружные усилия и вычислить соответственные l_i по уравн. (708). Так получается ряд соответствующих друг другу D и l_i, и среди них можно выбрать подходящие значения.

а) Машины малой и средней мощности. Определить диаметр проще, если заранее задаться числом пар полюсов p и отношением

$$\lambda = \frac{l_i}{\tau} \tag{709}$$

теоретической длины якоря к полюсному делению. У машин малой и средней величины, за исключением турбо-машин, это отношение обычно лежит в пределах

$$0{,}5 \lessapprox \lambda \gtrapprox 1{,}0 \tag{709a}$$

и в среднем составляет около $\lambda \approx 0{,}75$. Значительно меньшие значения λ влекут за собою относительно большую длину лобовых соединений якорной обмотки по сравнению с длиною якоря, так что получается плохое использование обмоточного металла якоря. Значительно бо́льшие значения λ влекут за собою слишком узкие сечения полюсных сердечников, и получается плохое использование обмоточного металла обмотки возбуждения, затрата которого при той же электрической нагрузке и в том же полном токе тем меньше, чем меньше отношение между периметром сечения и сечением полюсного сердечника. Для упрощения производства машины, у которых отношение $\frac{P}{n}$, мощности к числу оборотов, не очень различно (расхождения примерно до 40%), обычно выполняются с одним и тем же диаметром якоря, но с различными длинами якоря, так что отношение λ при практическом выполнении всегда в известных пределах колеблется.

Подставив l_i по уравн. (709) в уравн. (708) и приняв во внимание, что

$$\tau = \frac{\pi D}{2p}, \tag{710a}$$

мы получаем

$$\frac{Pp}{n\lambda} = \frac{\pi^3}{2}\sigma D^3. \tag{710}$$

Пропорциональное вращающему моменту отношение $\frac{P}{n}$, при одних и тех же p, λ и σ, пропорционально, таким образом, кубической степени диаметра. Но в действительности σ не постоянно. Оно возрастает вместе с диаметром, и притом особенно быстро

возрастает в области малых диаметров (ср. фиг. 148). Поэтому отношение $\frac{P}{n}$ возрастает в действительности скорее, чем пропорционально кубической степени диаметра, у очень малых машин — даже скорее, чем пропорционально четвертой степени диаметра.

Если в уравн. (710) подставить соответственные значения σ и D, согласно фиг. 148, и вычислить отношение $\frac{Pp}{n\lambda}$, то можно отложить диаметр в функции $\frac{Pp}{n\lambda}$. На фиг. 432 диаметр якоря D отложен в зависимости от $\sqrt[3]{\frac{Pp}{n\lambda}}$, но под осью абсцисс даны значения $\frac{Pp}{n\lambda}$. Приблизительно до 300 киловатт-минут можно для диаметра пользоваться уравнением:

$$D = 6{,}5 + 5{,}06 \sqrt[3]{\frac{Pp}{n\lambda}} \text{ cm}, \tag{711}$$

где P выражено в ваттах и n в об/мин.

P означает внутреннюю мощность, иными словами произведение из ЭДС при нагрузке на якорный ток (ср. гл. IIE), т. е. $E''I_A$ при принятых в главе D обозначениях. Это произведение на несколько процентов больше полезной мощности машины, и его можно приближенно определить по коэфициенту полезного действия. У генератора оно равно сумме полезной мощности и суммарных джоулевых потерь в цепи якоря и в обмотке возбуждения, у двигателя оно равно сумме полезной мощности, потерь в железе, потерь на трение и на сопротивление воздуха. Приближенно

$$P \approx \frac{1+\eta}{2\eta} P_N, \tag{712}$$

где η означает коэфициент полезного действия, а P_N — номинальную (полезную) мощность машины.

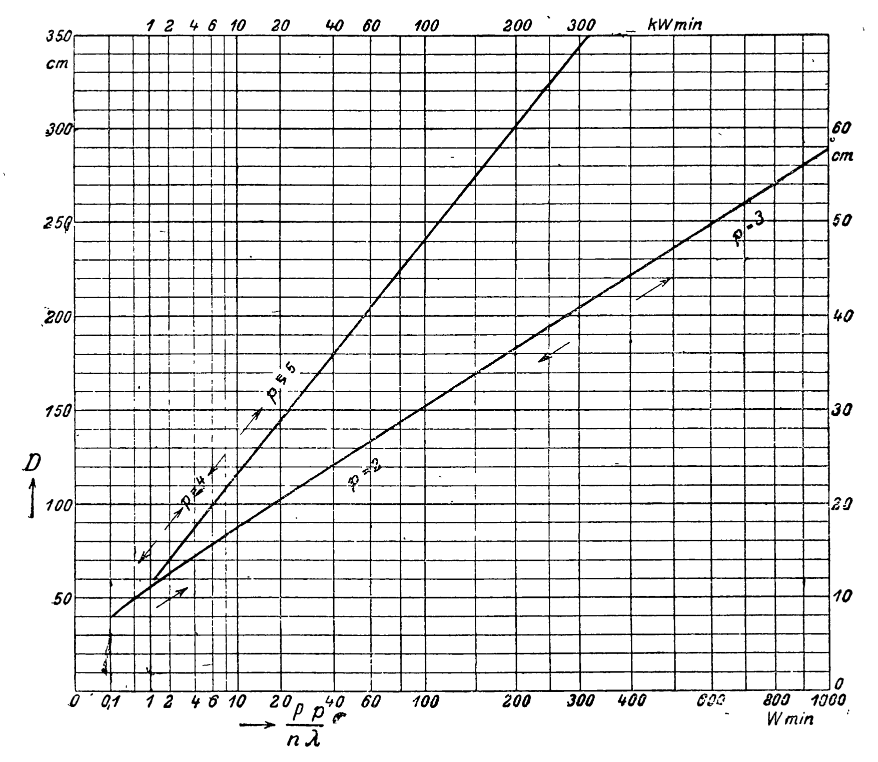
Кривые на фиг. 432, как и среднее окружное усилие на фиг. 148, предполагают открытую конструкцию машин с наивыгоднейшими числами оборотов и полюсов. При очень малом числе оборотов ухудшается вентиляция, при очень большом — возрастают потери, особенно потери на вихревые токи в железе и в обмотке. Чем больше число полюсов при том же числе оборотов, тем выше частота перемагничивания, а с нею быстро возрастают потери в железе.

Наивыгоднейшая окружная скорость якоря v заключена приблизительно в следующих пределах:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при } 10 \leqslant D < 45 \text{ cm:} & 12 \leqslant v < 15 \text{ m/sec,} \\ \text{при } 45 \leqslant D \leqslant 300 \text{ cm:} & 15 \leqslant v < 25 \text{ m/sec.} \end{array}\right\} \tag{713}$$

Отклонения от окружной скорости якоря в размере около $\pm 20\%$ не оказывают заметного влияния на среднее окружное усилие; отклонения в размере $\pm 40\%$ уменьшают окружное усилие в среднем приблизительно на 10%. Частота перемагничивания составляет

в среднем 25 Hz с отклонениями в размере около $\pm 20\%$. Только у машин с очень малым диаметром якоря частота перемагничивания достигает значений приблизительно до 75 Hz ($D \approx 10$ cm, $p = 2$). Для турбогенераторов с окружною скоростью не меньше 70 m/sec и частотою перемагничивания от 75 до 150 Hz среднее окружное усилие опускается приблизительно до половины указанных на фиг. 148 значений; таким образом, для D надо брать приблизительно на 25% бо́льшие значения, чем указывают кривые на фиг. 432.



Фиг. 432. Диаметр якоря D для хорошо использованных машин постоянного тока открытой конструкции при наивыгоднейших числе оборотов и числе полюсов в функции отношения $\frac{Pp}{n\lambda}$ [ср. уравн. (709)]. Области числа пар полюсов p указаны стрелками. К нижней кривой относятся масштабы снизу и справа, к верхней — сверху и слева.

b) Выбор числа полюсов. Если допустить, что диаметр и длина якоря остаются неизменными, то при увеличении числа полюсов, при том же общем потоке индукции на окружности якоря и той же магнитной нагруженности путей в железе, сечение тела якоря и ярма уменьшается, так что уменьшается вес железа. Вес якорной обмотки тоже уменьшается при той же электрической нагруженности с увеличением числа полюсов, потому что лобовые соединения становятся короче.

С другой стороны, если допустить, что неизменным остается отношение $\lambda = \frac{l_i}{\tau}$, а не размеры якоря, и предположить снова ту же магнитную нагруженность в воздушном промежутке и ту же линейную нагрузку ($\sigma = \mathrm{const}$), то диаметры согласно уравн. (710) относятся между собою как

$$\frac{D'}{D} = \sqrt[3]{\frac{p'}{p}}, \tag{714a}$$

а длины как

$$\frac{l'_i}{l_i} = \sqrt[3]{\frac{p^2}{p'^2}}. \tag{714b}$$

При той же магнитной нагруженности потоки полюсов относятся между собою тогда как

$$\frac{\Phi'}{\Phi} = \frac{D' l'_i p}{D l_i p'} = \frac{p}{p'} \sqrt[3]{\frac{p}{p'}}, \tag{714c}$$

и в том же отношении находятся между собою, при той же магнитной нагруженности, сечения тела якоря и ярма, так что веса относятся между собою как

$$\frac{P'_E}{P_E} \approx \frac{D'\Phi'}{D\Phi} = \frac{p}{p'}. \tag{715a}$$

Следовательно, **вес железа** убывает по мере увеличения числа полюсов и при неизменном λ. Веса **якорных обмоток** при тех же электрических нагруженностях относятся между собой как

$$\frac{P'_W}{P_W} = \frac{D' l'_i}{D l_i} = \sqrt[3]{\frac{p}{p'}}, \tag{715b}$$

т. е. они тоже убывают по мере увеличения числа полюсов. Уравн. (715b) справедливо также для весов зубцов, если магнитная нагруженность остается без изменений.

Труднее учесть влияние числа полюсов на **обмотку возбуждения**. У машин без компенсационной обмотки надо выбрать достаточно большой воздушный промежуток между полюсным наконечником и поверхностью якоря, чтобы поле под полюсным наконечником искажалось мало. Искажение поля обратно пропорционально отношению $\frac{2(U_L + U_Z)}{b_i A}$. Это отношение не должно быть ниже определенной величины. b_i приблизительно обратно пропорциональна числу полюсов. Поэтому можно при той же линейной нагрузке A и той же индукции в воздушном промежутке понижать напряжение в воздушном промежутке U_L по мере увеличения числа полюсов, уменьшая длину воздушного промежутка, и притом несколько скорее, чем обратно пропорционально числу полюсов, потому что U_Z остается неизменным. Произведение из числа полюсов на полный ток одной цепи увеличивается тогда мало при увеличении числа

полюсов, если только это последнее не увеличено в такой мере, что уже представляется нецелесообразным по механическим соображениям уменьшать длину воздушного промежутка, или если не становятся слишком большими по сравнению с общим напряжением обхода магнитные напряжения вдоль ярма, сердечников полюсов и тела якоря. Сечения полюсных сердечников уменьшаются при увеличении числа полюсов, а с ними и средняя длина витка у обмотки возбуждения. Поэтому вес обмотки возбуждения у машин без компенсационной обмотки, смотря по обстоятельствам, несколько убывает или возрастает с увеличением числа полюсов, но обычно изменяется мало.

У машин с компенсационной обмоткой поле под полюсным наконечником почти совсем не искажается, так что можно выбирать длину воздушного промежутка независимо от полюсного деления. Здесь при увеличении числа полюсов вес обмотки возбуждения всегда возрастает, хотя и незначительно.

Таким образом, у всех машин вес железа и вес якорной обмотки уменьшаются при увеличении числа полюсов, а вес обмотки возбуждения у машин с компенсационной обмоткой несколько увеличивается, у машин же без компенсационной обмотки изменяется мало. В известных пределах машина обычно становится легче при увеличении числа полюсов, так что стоимость расходуемых на нее материалов сокращается. Зато увеличивается заработная плата, потому что нужно обработать больше полюсных наконечников и намотать больше катушек возбуждения.

Потери в железе зубцов при той же магнитной нагруженности увеличиваются с числом полюсов в связи с возрастанием частоты перемагничивания; потери в теле якоря увеличиваются при этом мало, потому что объем железа при той же магнитной нагруженности уменьшается обратно пропорционально числу полюсов. *Джоулевы потери* в обмотке при той же электрической нагруженности уменьшаются при увеличении числа полюсов пропорционально весу обмоточного металла. Следовательно, коэфициент полезного действия в известных пределах мало изменяется в зависимости от числа полюсов.

Условия *охлаждения* при увеличении числа полюсов улучшаются, потому что увеличивается поверхность катушек возбуждения.

Наши соображения основывались либо на неизменности размеров якоря, либо на неизменности отношения длины якоря к полюсному делению. В обоих случаях, при тех же магнитных и электрических нагруженностях, полюсное деление уменьшается при увеличении числа полюсов, а значит уменьшается и использование машины, так как *отношение* α между теоретической полюсной дугой и полюсным делением приходится уменьшать, считаясь с зоной коммутации и с целью понижения рассеяния полюсов. При уменьшении у машин средней величины полюсного деления приблизительно до 25 cm обычно исчезают преимущества, связанные с увеличением числа полюсов. Машины для среднего числа оборотов, для которых построены кривые на фиг. 432, выполняются обычно

$$\left.\begin{aligned} &\text{4-полюсными при } D \leqslant 40 \div 45 \text{ cm} \\ \text{или} \quad &\frac{P}{n} \leqslant 100 \text{ до } 150 \text{ Wmin}, \\ &\text{6-полюсными при } D \leqslant 70 \div 75 \text{ cm} \\ \text{или} \quad &\frac{P}{n} \leqslant 500 \text{ до } 600 \text{ Wmin}, \\ &\text{8-полюсными при } D \leqslant 120 \div 130 \text{ cm} \\ \text{или} \quad &\frac{P}{n} \leqslant 2100 \text{ до } 2700 \text{ Wmin}, \\ &\text{10-и больше полюсными при } D \geqslant 120 \div 130 \text{ cm}, \end{aligned}\right\} \quad (716)$$

причем полюсное деление не превосходит 50 cm.

Предел величины диаметра для чисел полюсов, указанных на фиг. 432, в среднем несколько повышается, когда частота перемагничивания выше, чем это соответствует кривым на той же фиг. 432 (ср. стр. 528).

В известной степени, особенно у крупных машин, число полюсов определяется также якорною обмоткой. В § 14 книги „Якорные обмотки“ [Л. 28] подробно исследована выполнимость обмоток и показано, что она особенно ограничена при волновых обмотках, причем здесь сказывается также влияние числа полюсов. Выбор обмотки оказывает решающее влияние на число полюсов, особенно в тех случаях, когда приходится делать этот выбор между простой (одноходовой) петлевой и многократной (многоходовой) волновой обмотками. Число параллельных ветвей якоря при петлевых обмотках пропорционально числу полюсов, при волновых же оно от числа полюсов не зависит, но при многократных волновых обмотках число полюсов должно удовлетворять условию выполнимости уравнительных соединений [уравн. (107а)].

У крупных или у быстроходных машин часто получается петлевая обмотка с одним только витком в каждой катушке. Тогда имеем по уравн. (163)

$$E = z\frac{p}{a}n\Phi = 2n(p\Phi)\frac{k}{p}\,. \tag{717}$$

Индуктируемая ЭДС при том же числе оборотов и той же магнитной нагруженности ($p\Phi = \text{const}$) зависит только от отношения числа коллекторных пластин к числу полюсов. Это последнее здесь главным образом определяется напряжением машины, так как число коллекторных пластин нельзя сделать сколь угодно большим. Максимальное его значение определяется диаметром коллектора и коллекторным делением (ср. § 5а).

c) **Большие машины и быстроходные машины.** У очень крупных и у быстроходных машин всегда приходится применять петлевые обмотки с одним только витком в каждой якорной катушке. При этом, по изложенным в книге „Якорные обмотки“ мотивам,

отдается предпочтение простой (одноходовой) обмотке. Тогда максимальное напряжение между смежными коллекторными пластинами равняется при холостом ходе

$$e_{s0} = 2vl_iB_L = 2\pi Dnl_iB_L. \tag{718}$$

Если подставить в уравн. (708) среднее окружное усилие согласно уравн. (190a) и исключить nl_iB_L с помощью уравн. (718), то получается

$$P \approx 0{,}675 \frac{\pi}{2} e_{s0} DA = 1{,}06 e_{s0} DA, \tag{719}$$

где e_{s0} означает максимальное напряжение между коллекторными смежными пластинами, возникающее при холостом ходе, когда поток полюсов таков же, как при нагрузке.

У машин без компенсационной обмотки возникающее в действительности максимальное напряжение между пластинами еще увеличивается в связи с искажением поля под полюсным наконечником, так что при том же действительно возникающем напряжении между пластинами e_s нужно ввести соответственно уменьшенное значение e_{s0} в уравн. (719). Как мы видели в § А3с, e_s не должно превосходить известного значения, во избежание возникновения кругового огня на коллекторе. Если положить для крупных машин с компенсационной обмоткой $e_s = e_{s0} = 30$ V, то получается

$$P \approx 3{,}2 DA \text{ kW}, \tag{719a}$$

где D выражено в m и A в A/cm.

У машины с одним только витком в каждой якорной катушке, если напряжение между пластинами достигло своего верхнего допустимого предела, мощность возрастает пропорционально произведению из диаметра на линейную нагрузку. Между тем без этого ограничения мы пришли к выводу, что мощность возрастает по меньшей мере пропорционально кубической степени диаметра. Поэтому крупные мощности, начиная от определенной длины якоря, достижимы только путем увеличения диаметра якоря при одновременном понижении числа оборотов. Эта длина якоря зависит от индукции в воздушном промежутке и окружной скорости якоря. Она, согласно уравн. (718), при $e_{s0} = 30$ V составляет приблизительно:

0,75 m при $B_L = 10000$ гауссов, $v = 20$ m/sec (тихоходные машины),
0,25 m при $B_L = 7500$ гауссов, $v = 80$ m/sec (быстроходные машины).

Если в уравн. (719) заменить диаметр окружною скоростью v, то получается

$$P \approx 0{,}3375 \frac{v e_{s0} A}{n} \tag{720}$$

или при $e_{s0}^{*} = 30$ V и окружной скорости около $v = 100$ m/sec которая максимально допустима для турбогенераторов по соображениям прочности,

$$P \approx 6080 \frac{A}{n} \text{ kW}, \qquad (720a)$$

где линейная нагрузка A выражена в A/cm, а число оборотов n в об/мин.

Таким образом, мощность у очень крупных машин при заданной линейной нагрузке обратно пропорциональна числу оборотов, или, точнее говоря, число оборотов должно быть взято обратно пропорциональным мощности. Тогда мощность теоретически может возрастать беспредельно; в конечном счете ей практически кладут предел конструктивные соображения и железнодорожные габариты.

Например, при $D = 6$ m и $A = 500$ A/cm (максимальная допустимая линейная нагрузка при применяемых в настоящее время способах вентиляции) — мощность машины по уравн. (719a) получается равною приблизительно 10000 kW; при 40 m/sec максимальное число оборотов тогда оказывается равным 127 об/мин.

2. Магнитные и электрические нагруженности.

а) Индукция в воздушном промежутке и линейная нагрузка. Если в уравн. (188) подставить $\xi_E = 1$, $A_{ср} = A$ и $\cos(E, I) = 1$, то для среднего окружного усилия у машины постоянного тока получается

$$\sigma = A\xi B_{ср}. \qquad (721)$$

Здесь $B_{ср}$ означает среднее значение индукции в воздушном промежутке вдоль полюсного деления, так что поток полюсов равен $\Phi = B_{ср}\tau l_i$, а ξ означает отношение потока витка у замкнутой щетками накоротко якорной катушки к потоку полюсов. Если ширина катушки отклоняется от полюсного деления мало и если щетки находятся в геометрической нейтральной зоне, как, например, у машин с дополнительными полюсами, то $\xi = 1$ и

$$\sigma = AB_{ср}. \qquad (721a)$$

Если написать

$$\tau B_{ср} = b_i B_L, \qquad (721b)$$

где b_i означает теоретическую полюсную дугу, которую мы ввели при вычислении характеристики холостого хода, то B_L означает максимальную величину индукции в воздушном промежутке, возникающую при холостом ходе, когда поток полюсов таков же, как при нагрузке. В связи с уравн. (721b), если воспользоваться сокращением

$$\alpha = \frac{b_i}{\tau}, \qquad (721c)$$

уравн. (721a) для среднего окружного усилия принимает вид

$$\sigma = \alpha A B_L \tag{722a}$$

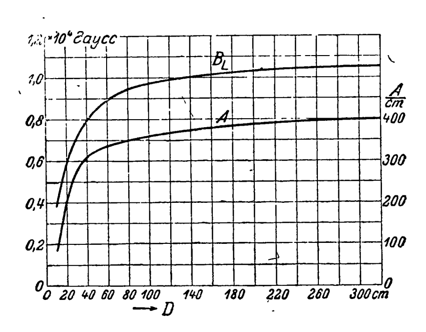
или

$$\sigma = \alpha \frac{A}{10} \frac{B_L}{10000} \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{m}^3}, \tag{722b}$$

где B_L выражено в гауссах и A в A/cm.

Отношение α в основном зависит от полюсного деления и ширины зоны коммутации, которою у машин с дополнительными полюсами определяется дуга дополнительного полюса. Чем больше полюсное деление и чем уже дуга дополнительного полюса, тем больше α. В большинстве практических случаев получается

$$\left.\begin{array}{ll} \text{для машин с дополнительными полюсами} & 0{,}6 \leqslant \alpha < 0{,}75, \\ \text{для машин без дополнительных полюсов} & 0{,}65 \leqslant \alpha < 0{,}8. \end{array}\right\} \tag{722}$$



Фиг. 433. Среднее значение B_P при холостом ходе и том же потоке полюсов, как под нагрузкой, в функции диаметра якоря, и соответственная линейная нагрузка A при среднем окружном усилии согласно фиг. 148.

В основу построения кривых на фиг. 148 и 432 положено среднее значение $\alpha = 0{,}675$. Для этого случая представлены также на фиг. 433 средние значения B_L и A в функции диаметра якоря; отклонения от этих средних значений при практическом выполнении машин составляют около $\pm$ 10%. Пользуясь кривыми фиг. 433, надо иметь в виду, что для определенного среднего окружного усилия, т. е. для принятого произведения $D^2 l_i$, при заданном $\frac{P}{n}$, можно задаться только одною из двух величин, B_L или A, так как B_L и A при заданном α связаны между собою уравнением (722a).

Наивыгоднейшие в каждом случае значения B_L и A получаются при поверочном расчете машины. Бо̀льшая величина B_L при меньшей величине A имеет следствием, при той же затрате материалов, повышение потерь в железе, повышение джоулевых потерь в обмотке возбуждения и понижение джоулевых потерь в якорной обмотке; обратное происходит при меньшем B_L и большей A. Бо̀льшая величина B_L при меньшей величине A имеет следствием повышение напряжения между коллекторными пластинами e_{s0}, но понижение ЭДС коммутации. Поэтому машины без дополнительных полюсов обычно выполняются с меньшим значением A, нежели машины с дополнительными полюсами.

b) Допустимые магнитные нагруженности в железных частях. Магнитные нагруженности железных частей не должны быть чрезмерны из соображений значительного увеличения полного тока обмотки возбуждения. С другой же стороны железные части машины, определяющие величины обмоточных пространств, а именно зубцы

и сердечники полюсов, не должны быть в магнитном отношении нагружены слишком слабо. Изогнутая магнитная характеристика, предполагающая повышенные нагрузки железных частей, обычно представляется желательной, а у шунтового генератора даже необходимой. При выборе магнитных нагруженностей надо различным образом отнестись к отдельным частям магнитной цепи. При этом надо принять во внимание следующее. По мере увеличения магнитной нагруженности тела якоря и якорных зубцов, возрастают не только полный ток обмотки возбуждения, но и потери в железе, между тем как возрастающая нагруженность частей индуктора повышает только полный ток обмотки возбуждения. Очень высокая магнитная нагруженность зубцов может также иметь следствием значительные потери на вихревые токи в якорной обмотке. С другой стороны, возрастающая нагруженность зубцов увеличивает пространство впадин, в которых должна быть размещена якорная обмотка, а возрастающая нагруженность сердечников полюсов увеличивает междуполюсное пространство, где должны быть расположены обмотка возбуждения и обмотка дополнительных полюсов, и уменьшает среднюю длину витка у этих обмоток. Наконец, надо принять в соображение, что очень высокие магнитные нагруженности в отдельных частях, особенно при относительно большой длине пути в этих частях, очень быстро увеличивают полный ток обмотки возбуждения и тогда уже не могут быть компенсированы уменьшением нагруженностей в других частях магнитной цепи.

У машин с дополнительными полюсами магнитная нагруженность тела якоря, а особенно ярма, не должна быть выбрана слишком высокой, ибо иначе, как мы видели в § C 1, магнитное напряжение вдоль тела якоря и ярма для цепи дополнительных полюсов может достигнуть столь высоких значений, что нарушена будет пропорциональность между потоком дополнительных полюсов и якорным током. Согласно фиг. 387 и 388 индукция в ярме должна быть тем меньше, чем больше отношение между фиктивными потоками в цепи дополнительных полюсов и в цепи главных полюсов в тех частях, где потоки друг на друга налагаются. Точно установить магнитные нагруженности для железных частей можно лишь при вычислении характеристики холостого хода и отношений между потоком дополнительных полюсов и главным потоком в теле якоря и в ярме.

В теле якоря магнитная нагруженность существенно зависит от конструкции якоря. У четырехполюсных машин, т. е. при диаметрах якоря приблизительно до 45 cm, листы якоря обычно насаживаются непосредственно на вал. Тогда магнитная нагруженность тела якоря, при диаметрах, превышающих 25 cm, незначительна. По мере уменьшения диаметра нагруженность в теле якоря довольно быстро возрастает, особенно когда в листах сделаны выемки для пропуска охлаждающего воздуха (ср. § 4a).

У ярма, отлитого из стали, сечения обычно должны быть выбраны уже в видах прочности столь большими, что индукция в ярме лежит ниже допустимого в магнитном отношении предела.

В таблице 20 приведены обычно встречающиеся у машин постоянного тока магнитные нагруженности.

Таблица 20.

Магнитная нагруженность в железных частях; у машин с дополнительными полюсами фиктивные нагрузки для ярма и тела якоря, создаваемые главным потоком.

	Гауссы
Тело якоря, без дополнительных полюсов	до 15000
Тело якоря, с дополнительными полюсами	до 13000
Зубцы, максимальное значение кажущейся индукции при холостом ходе и при потоке, соответствующем номинальной мощности:	
Параллельные стенки впадин	20000 до 23000
Параллельные стенки зубцов	17000 до 19000
Сердечник главного полюса, набранный из листов или отлитый из стали	12000 до 17000
Сердечник дополнительного полюса, набранный из листов или отлитый из стали	до 12000
Ярмо, набранное из листов или отлитое из стали, без дополнительных полюсов	до 15000
Ярмо, набранное из листов или отлитое из стали, с дополнительными полюсами	до 10000
Ярмо из чугуна, без дополнительных полюсов	до 10000
Ярмо из чугуна, с дополнительными полюсами	до 7000

c) Допустимые электрические нагруженности обмоток. Мы видели в § II E4, что у машин с малым диаметром якоря плотность тока в якорной обмотке, в связи с небольшим пространством впадин, находящимся в распоряжении, должна быть гораздо выше, чем у машин с бльшим диаметром якоря. Плотность тока определяется вентиляцией и принятой линейной нагрузкой.

Согласно сказанному в § II E3, произведение AJ пропорционально джоулевым потерям в якорной обмотке, отнесенным к единице поверхности якоря. Это произведение, при равенстве прочих условий, может быть тем больше, чем меньше потери в железе якоря. Оно в остальном зависит от вентиляции и от величины поверхности вентиляционных каналов. У хорошо вентилируемых машин открытой конструкции, без специального вентилятора, как предполагалось при построении кривых на фиг. 148 и 432, или у закрытых машин со специальными вентиляторами, допустимое произведение из линейной нагрузки на плотность тока, при медных обмотках, находится приблизительно в пределах

$$1000 \leqslant AJ \leqslant 1800 \ \mathrm{A^2/cm\,mm^2}. \tag{723}$$

При этом меньшие значения, при равенстве прочих условий, относятся к большим железным потерям, большие — к малым.

Плотность тока у проводников якоря при медных обмотках должна лежать приблизительно в пределах

$$\left.\begin{array}{ll} 4{,}5 \leqslant J \leqslant 7 \ \mathrm{A/mm^2}, & \text{когда } 25 \ \mathrm{cm} > D, \\ 3{,}5 \leqslant J \leqslant 6 \quad \text{»} & \quad \text{»} \quad D > 25 \ \mathrm{cm} \end{array}\right\} \tag{724}$$

Компенсационная обмотка находится в несколько худших условиях охлаждения, чем якорная обмотка. Поэтому для компенсационных обмоток надо брать несколько меньшие плотности тока.

Для обмоток дополнительных полюсов, когда они сделаны из меди, можно брать приблизительно

$$2{,}5 \leqslant J \leqslant 4{,}0 \text{ A/mm}^2. \qquad (725)$$

Чем лучше канализуется воздух, чем уже сечение катушечной стороны и чем меньше оно прерывается изолирующими слоями, тем большая допустима плотность тока.

Для обмотки возбуждения на главных полюсах, при отсутствии вентиляционных каналов в сечениях катушечной стороны, можно при меди брать приблизительно

$$1{,}2 \leqslant J \leqslant 2{,}5 \text{ A/mm}^2, \qquad (726a)$$

причем бо́льшие значения относятся к случаям узких сечений катушечных сторон и благоприятной канализации воздуха. Иногда и в катушках главных полюсов устраиваются вентиляционные каналы (шириною приблизительно $10 \div 15$ mm), либо параллельно оси полюса, как на фиг. 453, либо в поперечном к ней направлении, как на фиг. 452. Чтобы в этом последнем случае вентиляционные каналы были активны, приходится обычно нагнетать или засасывать воздушный поток в направлении вала якоря через междужелезное пространство с помощью особого вентилятора, сидящего на валу машины (ср. фиг. 437). Для катушек с вентиляционными каналами можно брать приблизительно

$$2 \leqslant J \leqslant 3{,}5 \text{ A/mm}^2, \qquad (726b)$$

причем бо́льшие значения имеют в виду широкие щели и лучшую канализацию воздуха.

Разность $\vartheta_{max} - \vartheta_i$ между максимальной температурой на внутренней поверхности изолирующей оболочки (внутренней поверхностной температурой) в основном зависит от произведения ΔJ, где Δ означает узкую сторону сечения катушечной стороны. Согласно сказанному в § II O2b, при $\Delta J = 6$ cm A/mm², когда катушки сделаны из круглой медной проволоки и изоляция применена обычная, получается при узком сечении катушечной стороны (отношение сторон $v \geqslant 4$) $\vartheta_{max} - \vartheta_i \approx 6{,}75°$ C, при квадратном сечении катушечной стороны $\vartheta_{max} - \vartheta_i \approx 4°$ C. При одном и том же отношении сторон v разность $\vartheta_{max} - \vartheta_i$ пропорциональна $(\Delta J)^2$.

О проектировании обмоток из других металлов (не из меди) см [Л. 199].

3. Впадины.

а) **Число впадин.** Большое число впадин всегда влияет благоприятно на рабочие свойства машины. Чем оно больше, тем меньше ширина зоны коммутации и тем шире может быть дуга главного полюса. При одном и том же числе коллекторных пластин ЭДС покоя e_r в короткозамкнутых якорных катушках становится равномернее, и это благоприятствует безискровой коммутации. При

слишком малом числе впадин машина уже не работает бесшумно. Большое зубцовое деление имеет следствием колебания воздуха, и самые зубцы под действием магнитных усилий могут совершать колебания, которые выражаются, особенно при нагрузке, в „гудении“ машины. С другой стороны, обмоточное пространство использовано тем хуже, чем больше было число впадин, потому что их изоляция тогда занимает больше места. У машин с диаметром якоря, превышающим 25 cm, следует брать отношение числа впадин к числу полюсов не меньше 12, в частности для того, чтобы работа машины была бесшумна и чтобы зоны коммутации получились узкими; это отношение у машин средней величины составляет приблизительно от 12 до 16. При меньших диаметрах ($D < 25$ cm) часто выбирают отношение $\frac{N}{2p}$ меньшим, чем 12, иногда опускаясь до 8, потому что тогда машина удешевляется, и якорную обмотку у четырехполюсных машин при $u = 3$ можно исполнять без мертвых катушек [Л. 28, § 14E и 15]. В общем случае $\frac{N}{2p}$ представляет собой дробное число и точно определяется выбранной якорной обмоткой.

b) Глубина впадины. Прежде чем привести данные об обычных размерах впадины, исследуем, какою нужно выбрать глубину впадины при параллельных стенках ее, чтобы при определенном отношении между максимальной индукцией в воздушном промежутке B_L и максимальной кажущейся индукцией в зубцах B'_{Z0} (при холостом ходе) обмоточное пространство было максимально. Если через c_0 обозначить самое узкое место зубца (ср. фиг. 205), то обмоточное пространство

$$q_N = \left[\frac{(D-2h)\pi}{N} - c_0\right] h. \tag{727a}$$

Далее имеем, согласно уравн. (252), отношение

$$\zeta = \frac{B_L}{B'_{Z0}} = \frac{k_E l}{l_i}\frac{c_0}{t} = \frac{k_E l}{l_i}\frac{c_0 N}{\pi D}. \tag{727b}$$

Исключив c_0 в уравн. (727a), мы получаем

$$q_N = \frac{\pi D}{N}\left(1 - \frac{l_i}{k_E l}\zeta\right) h - \frac{2\pi}{N} h^2. \tag{727}$$

q_N становится максимальным при

$$h = h_0 = \frac{D}{4}\left(1 - \frac{l_i}{k_E l}\zeta\right). \tag{728}$$

$\frac{l_i}{k_E l}$ всегда несколько больше, чем 1, и в среднем составляет около 1,25; $\zeta = \frac{B_L}{B'_{Z0}}$ уменьшается вместе с диаметром якоря. Если, например, при $D = 15$ cm положить $B_L = 4500$, $B'_{Z0} = 18000$ гауссов, т. е. $\zeta = 0{,}25$, то получается $h_0 \approx 0{,}2D = 3$ cm. По мере увеличения диаметра h_0 быстро увеличивается и уже при диаметре около 30 cm достигает таких больших значений, которые обычно

невыполнимы по механическим причинам, потому что высота зубца получилась бы недопустимо большой по сравнению с шириною его основания.

Когда обмотка изготовлена из массивных проводников, как это обычно бывает у машин постоянного тока, то высота проводника, для сокращения потерь на вихревые токи, должна быть меньше критической высоты проводника по уравн. (354а)[1]. У больших машин всегда почти приходится применять обмотки с одним только витком в каждой катушке, так что при обычной двухслойной обмотке два проводника лежат во впадине друг над другом. Тогда согласно уравн. (354а) критическая высота проводника при основной частоте $np = 33$ Hz составляет около 1,5 cm, а при $np = 75$ Hz около 1 cm. Общая высота меди во впадине не должна тогда превышать 3 cm, и, соответственно, 2 cm. Учитывая пространство, занимаемое изоляцией и клином, мы получаем в этих двух случаях для допустимой глубины впадины только около 3,8 и 2,6 cm.

Таким образом, уравн. (728) пригодно для определения глубины впадины лишь постольку, поскольку оно указывает тот верхний предел для глубины впадины, при параллельных стенках ее, превышение которого имело бы следствием одни лишь недостатки. Критическая высота меди по уравн. (354а) у машин средней величины и у крупных почти всегда приводит к значительно меньшим глубинам впадины.

Если написать для полного тока впадины

$$\frac{\pi DA}{N} = \varepsilon q_N J, \tag{729a}$$

где ε означает отношение сечения всех проводников одной впадины к сечению пространства впадины q_N в уравн. (727а) и J — плотность тока в проводниках якоря, то в связи с уравн. (727) мы получаем для глубины впадины

$$h = \frac{D}{2}\left\{\frac{1}{2}\left(1 - \frac{l_i}{k_E l}\zeta\right) - \sqrt{\frac{1}{4}\left(1 - \frac{l_i}{k_E l}\zeta\right)^2 - \frac{2A}{\varepsilon JD}}\right\} \tag{729}$$

Если в этом уравнении приближенно задаться произведением εJ и отношением $\zeta = \frac{B_L}{B'_{Z0}}$, то из него можно непосредственно вычислить h.

В среднем глубина впадины h при употребительных напряжениях постоянного тока и массивных проводниках лежит приблизительно в пределах:

$$\left.\begin{array}{lll} 1{,}0 \leqslant h < 1{,}5 \text{ cm} & \text{при} & D < 15 \text{ cm}, \\ 1{,}2 \leqslant h < 3{,}0 \;\; „ & \text{при} & 15 \leqslant D < 40 \text{ cm}, \\ 2{,}5 \leqslant h < 4{,}5 \;\; „ & \text{при} & 40 \text{ cm} < D \end{array}\right\}. \tag{730}$$

Если потери на вихревые токи у крупных машин уменьшены посредством подразделения проводников, то указанные для глу-

[1] В этом уравнении высота проводника обозначена через h, и ее не следует смешивать с глубиною впадины, которую мы здесь тоже обозначаем через h.

бины впадины значения можно значительно превзойти. Равным образом получаются бо̀льшие значения для глубины впадины, когда обмотки сделаны из металла меньшей проводимости, нежели медь, например из алюминия.

Изоляцию проводников и впадин мы рассмотрели в книге „Якорные обмотки“. У машин с открытыми впадинами, без клиньев, с бандажами на якорной обмотке, к высоте обмотки с изоляцией впадины нужно еще делать надбавку около 3 mm, у машин с клиньями — около 5 mm.

c. Ширина впадины. При проектировании впадин сперва задаются обычно глубиною впадины. Тогда по уравн. (252) для ширины впадины у основания зубца получается

$$a=\frac{\pi D}{N}\left(1-\frac{2h}{D}-\frac{l_i}{k_E l}\,\frac{B_L}{B'_{Z0}}\right) \tag{731}$$

и отсюда также определяется обмоточное пространство, если решить вопрос, сделать ли параллельными стенки впадин или стенки зубцов, причем параллельные стенки зубцов допустимы только для малых машин. Затем можно выбрать сечения проводников и проверить их электрическую нагруженность. Если она получается чрезмерной, то надо увеличить глубину впадины, немного сузив ее, и наоборот. Увеличение глубины впадины, разумеется, тогда лишь приводит к цели, когда еще не превзойдена глубина впадины, соответствующая уравн. (728).

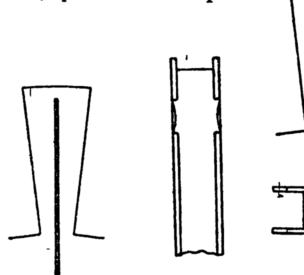
4. Якорь и корпус.

а) Якорь. При нормальном выполнении машин постоянного тока для якоря применяется радиальная вентиляция. Тогда теплота потерь в железе и части джоулевых потерь в якоре передается охлаждающему воздуху главным образом с торцевых поверхностей железных листовых пакетов, на которые подразделен якорь. Только у очень малых машин превалирует отвод тепла с боковой поверхности якоря. Чтобы по возможности уменьшить разницу между нагревом по середине отдельного листового пакета и на его торцевых поверхностях, надо выбирать не слишком большую длину отдельных пакетов (ср. § II O2c). Эта длина, если не говорить о самых малых машинах, не должна превосходить 6 cm, и в среднем для нее следует брать 5 cm. Общая длина якоря, включая вентиляционные каналы (l_A на фиг. 182) всегда должна быть несколько больше длины сердечника полюса (l_P на фиг. 182), согласно сказанному в § IIG2d.

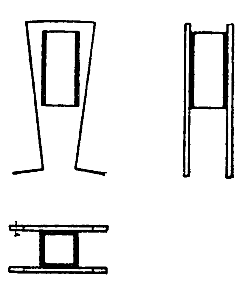
Ширина одного вентиляционного канала (в направлении якоря) обычно принимается равной 1 cm. Более узкие каналы нельзя рекомендовать, так как надо принять в соображение, что концевые листы головок зубцов несколько разжимаются, вследствие чего ширина канала у головок зубцов при практическом выполнении несколько уменьшается. Разжимание листов предотвращается распорками между торцевыми поверхностями смежных пакетов и утолщением концевых листов (1 mm), или же путем точечной сварки

каждых двух или трех концевых листов. У небольших машин самое узкое место канала обычно определяется шириною зубца у основания. Эта ширина еще несколько уменьшается за счет толщины распорок (обычно 1 mm), а поэтому половина остатка (ср. фиг. 434) у небольших машин так узка, что сопротивления трения, оказываемые воздушному потоку, становятся недопустимо большими. Можно получнть более широкие каналы, укрепив, вместо листов, короткие части прямоугольных трубок или корытного железа, в качестве распорок, у верхней, уширенной части головки зубца (фиг. 435). Распорки привариваются, припаиваются или приклепываются к одному или к обоим концевым листам.

У четырехполюсных машин (при диаметрах якоря, не превышающих приблизительно 45 cm) листы якоря обычно насаживаются на вал непосредственно, без промежуточной ступицы, и стягиваются нажимными дисками и стальным кольцом с прорезью, которое после спрессовки якорных листов заводится в канавку, проточенную в валу (ср. фиг. 436, слева, между нажимным диском и подшипником). Вырезы в листах, сквозь которые охлаждающий воздух подводится в осевом направлении к радиальным каналам, сделаны у малых машин, при диаметрах якоря, не достигающих приблизительно 25 cm, непосредственно у расточки (ср. фиг. 436 и 73c), так что якорные листы сидят на валу в трех местах. При бо́льших диаметрах якоря выштамповываются в листах отверстия (обычно круглые) для охлаждающего воздуха.



Фиг. 434. Листовые распорки в вентиляционном канале между зубцами.



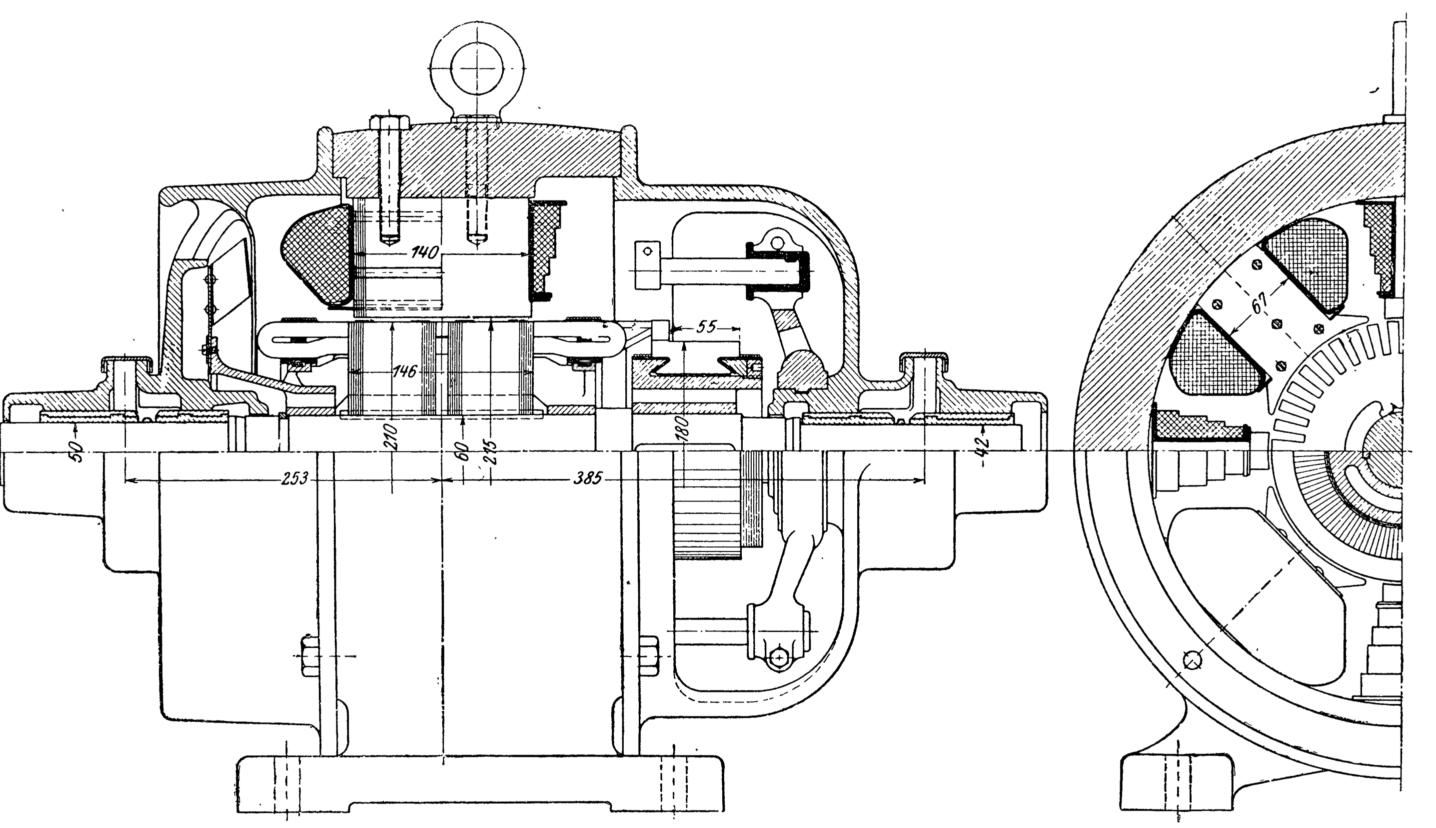
Фиг. 435. Отрезок трубы прямоугольного сечения в вентиляционном канале между зубцами.

У многополюсных машин и при диаметрах якоря, превышающих приблизительно 40 cm, листы насаживаются не на вал непосредственно, а на промежуточную ступицу, которая обычно, как на фиг. 437 и 438, имеет вид звезды. Нажимные диски либо привинчены к ней, как на фиг. 438, либо закреплены шпонкообразными клиньями (фиг. 437 и 439), которые тогда подвергаются срезывающему напряжению.

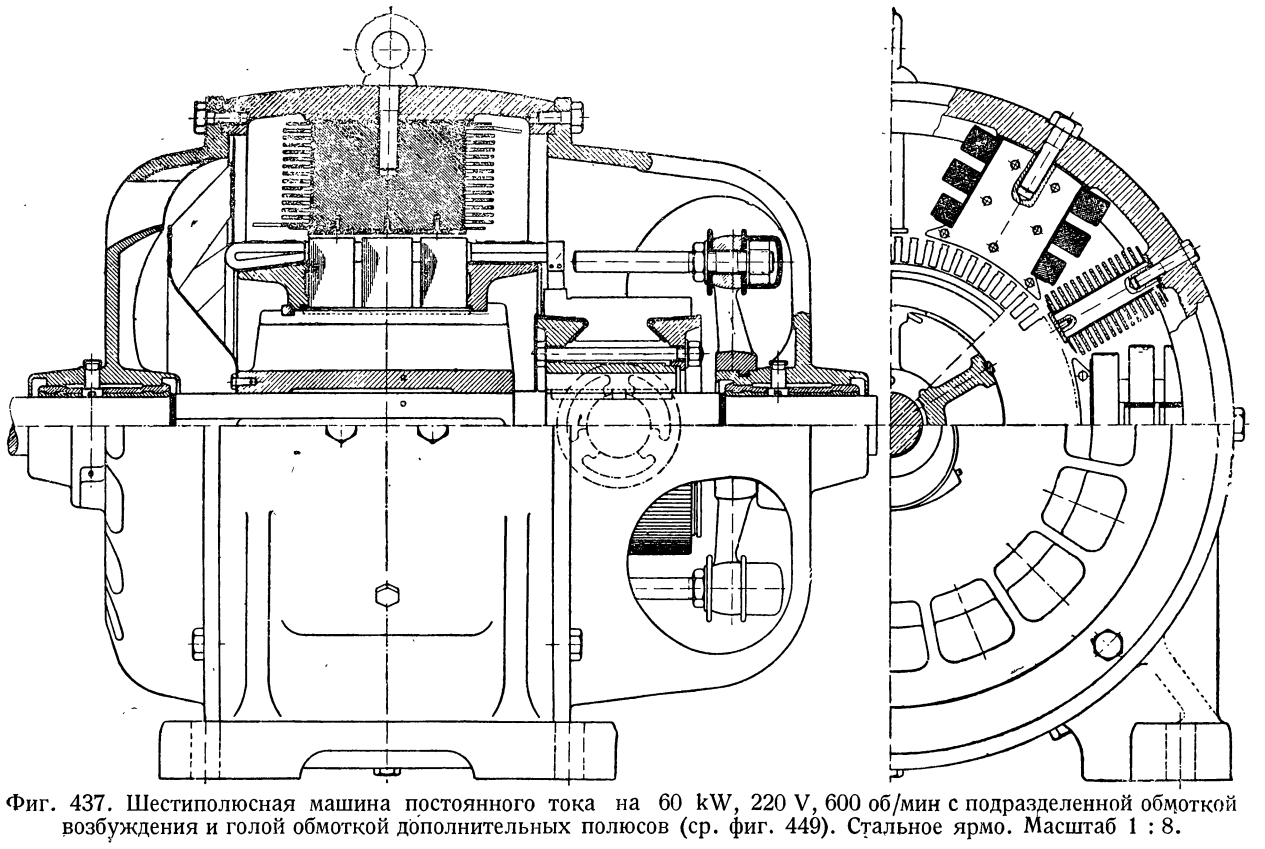
Когда листы собраны из отдельных сегментов (ср. фиг. 71b), то нажимные диски должны быть свинчены болтами, пропущенными через листы. От листов и дисков эти болты надо изолировать, чтобы они не образовали с этими частями короткозамкнутых витков.

Листы обычно спрессовываются под давлением от 5 до 10 kg/cm^2; от поворачивания на валу или на промежуточной ступице они должны быть предохранены шпонками.

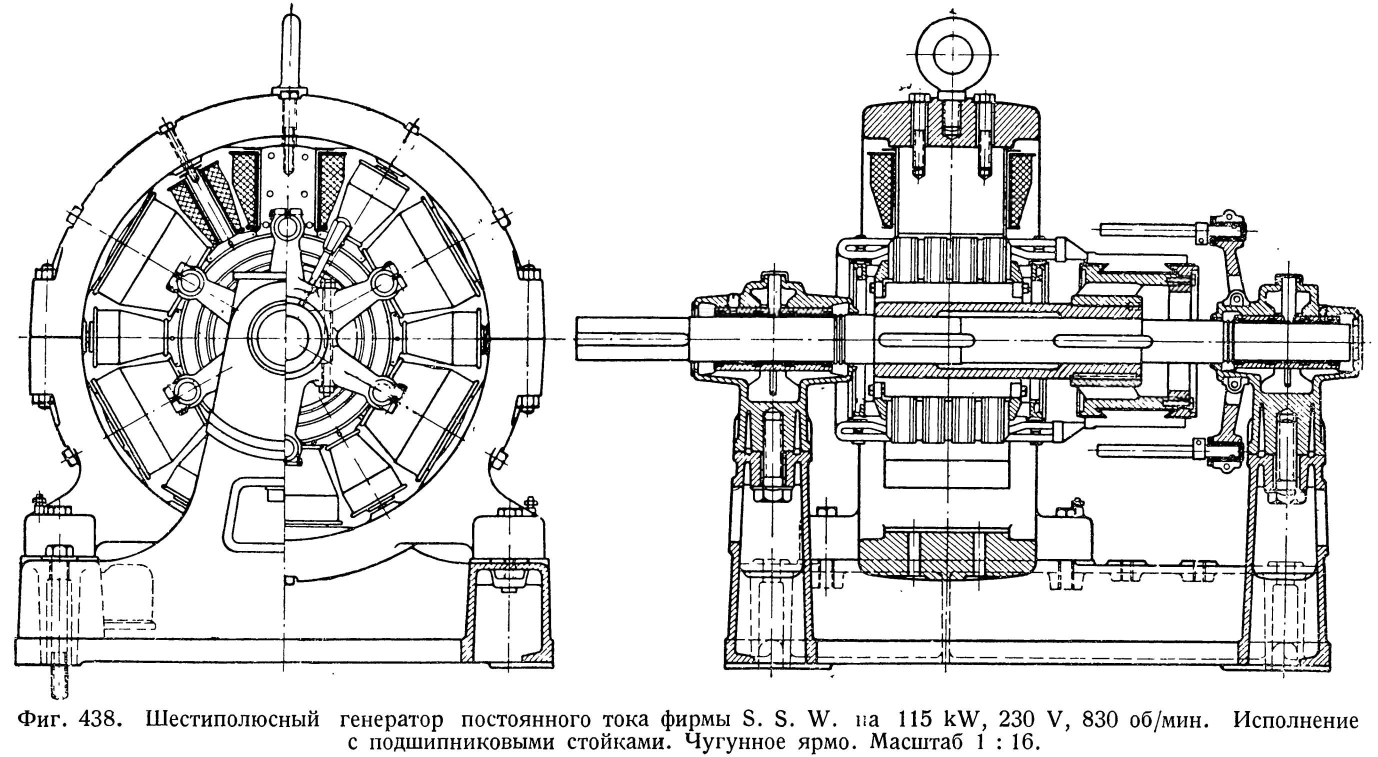
Обмоткодержатели обычно бывают прилиты к нажимным дискам (фиг. 436—438) или же прифланцованы к ним (у турбогенераторов, фиг. 439). Головки обмотки предохранены от дей-



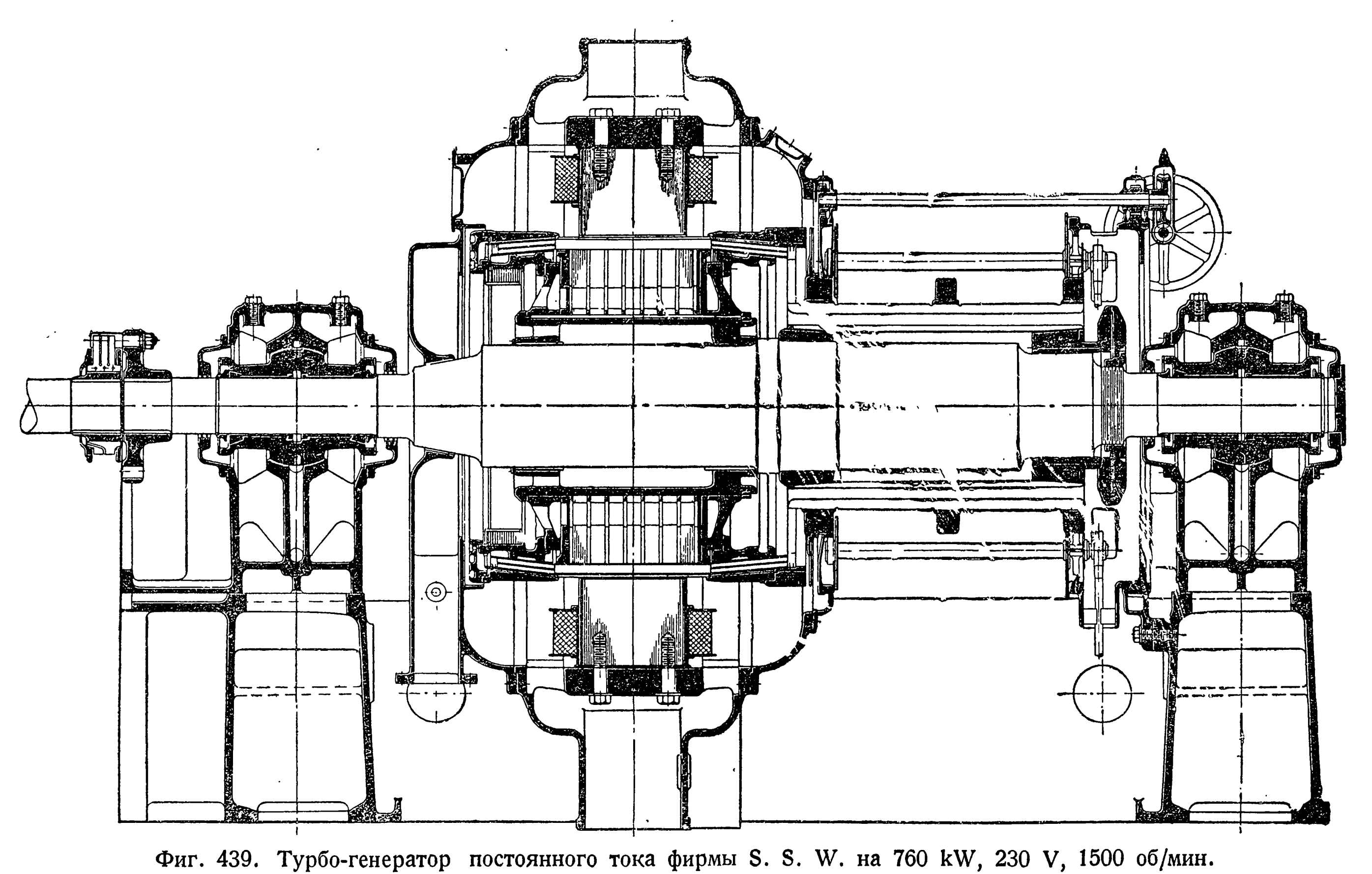
Фиг. 436. Четырехполюсная машина постоянного тока фирмы S. S. W. на 11 kW, 110 V, 1000 об/мин (ср. фиг. 73 a—c). Чугунное ярмо. Чертеж снят с натуры. Масштаб 1 : 6.



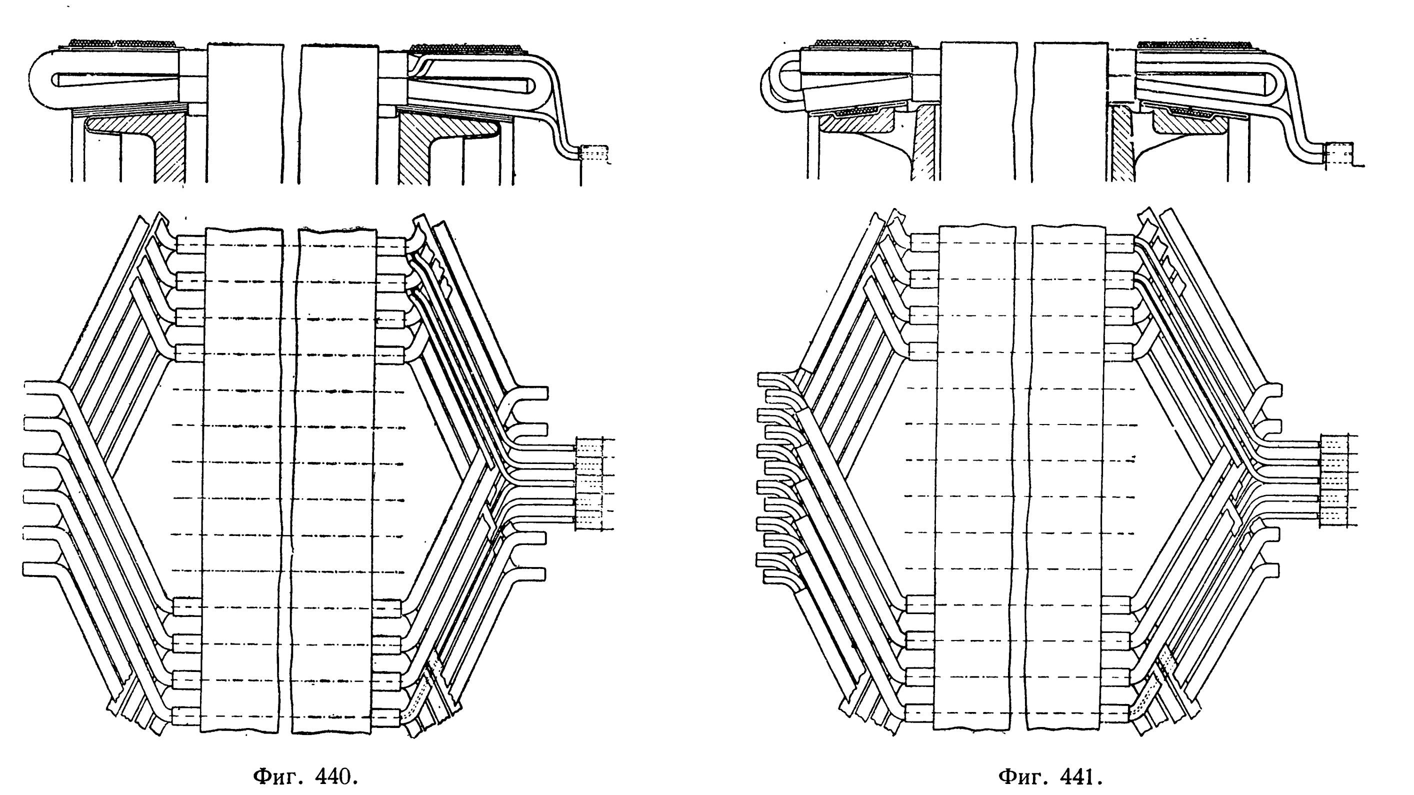
Фиг. 437. Шестиполюсная машина постоянного тока на 60 kW, 220 V, 600 об/мин с подразделенной обмоткой возбуждения и голой обмоткой дополнительных полюсов (ср. фиг. 449). Стальное ярмо. Масштаб 1 : 8.



Фиг. 438. Шестиполюсный генератор постоянного тока фирмы S. S. W. на 115 kW, 230 V, 830 об/мин. Исполнение с подшипниковыми стойками. Чугунное ярмо. Масштаб 1 : 16.



Фиг. 439. Турбо-генератор постоянного тока фирмы S. S. W. на 760 kW, 230 V, 1500 об/мин.



Фиг. 440. Фиг. 441.

Чертежи для шестиполюсных простых (одноходовых) обмоток с $N = 71$, $k = 142$, $u = 2$, $y = 47$, $y_1 = 24$;

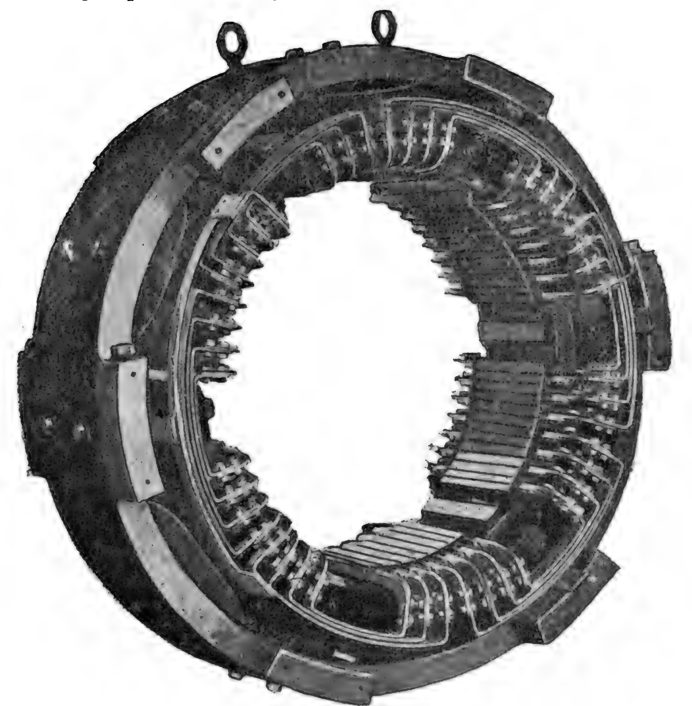
с непокрывающими друг друга | с покрывающими друг друга

проводниками катушечной головки на **стороне** якоря, противоположной коллектору.

Круглые проволоки, в каждой катушке $s = 3$ витка. | Проволоки профильного сечения, в каждой катушке $s = 2$ витка.

ствия центробежных сил бандажами, у турбогенераторов иногда и каппами (фиг. 439).

Выполнению о б м о т о к посвящен § 19 книги „Якорные обмотки". На фиг. 440 и 441 даны чертежи для чаще всего применяемого технического исполнения обмоточных элементов. На обоих чертежах представлена волновая обмотка. На фиг. 440, со стороны якоря, противоположной коллектору, проводники одной обмоточной головки не перекрывают друг друга, а поэтому головка эта проста



Фиг. 442. Корпус турбо-генератора фирмы S. S. W. для 1300 kW с компенсационной обмоткой.

и надежна в эксплоатации; зато выходящие из катушечных сторон верхнего слоя концы катушек приходится проводить наружу сквозь обмоточные головки с нижней стороны верхнего слоя [ср. Л 28, стр. 128—134, в частности фиг. 99a, 101a 104, 106b и 107a — e]. На фиг. 441 проводники катушечной головки перекрывают друг друга со стороны якоря, противоположной коллектору; благодаря этому концы катушек выходят из самого нижнего и самого верхнего слоя проводников, так что их не нужно выводить наружу сквозь катушечные головки [ср. Л 28, фиг. 99c и 101c]. На обоих чертежах, в виде примера, показаны различные конструкции обмоткодержателей.

b). Корпус. Небольшие и средней величины машины, при диаметрах якоря, не превышающих приблизительно 45 cm, обычно снабжаются п о д ш и п н и к о в ы м и щ и т а м и (ср. фиг. 436 и 437), которые центрируются и прифланцовываются к корпусу. Большие ма-

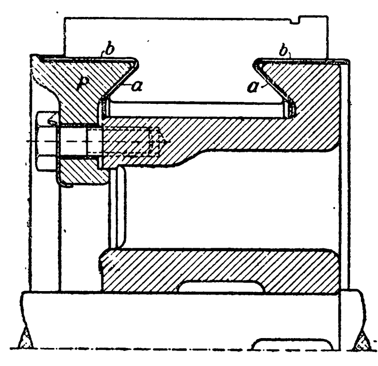
шины снабжаются подшипниковыми стойками, которые монтируются с корпусом на общей фундаментной плите (фиг. 438).

Корпус вместе с ярмом обычно изготовляется для малой и средней величины машин из чугуна, для больших — из стальной отливки [P41]. На фиг. 436 виден корпус малой, на фиг. 437 и 438 — корпуса машины средней величины и большой машины. На фиг. 442 дана фотография корпуса турбо-генератора. Тут видна также компенсационная обмотка, которая на фиг. 439 не представлена. Деталь конструкции слева от подшипника, на фиг. 439, — это эластичная муфта, сочленяющая генератор с турбиной.

Наряду с радиальной вентиляцией применяется иногда для обмоток возбуждения аксиальная вентиляция, как, например, на фиг. 436 и 437. Вентилятор слева на чертежах засасывает охлаждающий воздух из междужелезных пространств и нагнетает его в свободное воздушное пространство.

5. Коллектор и щетки.

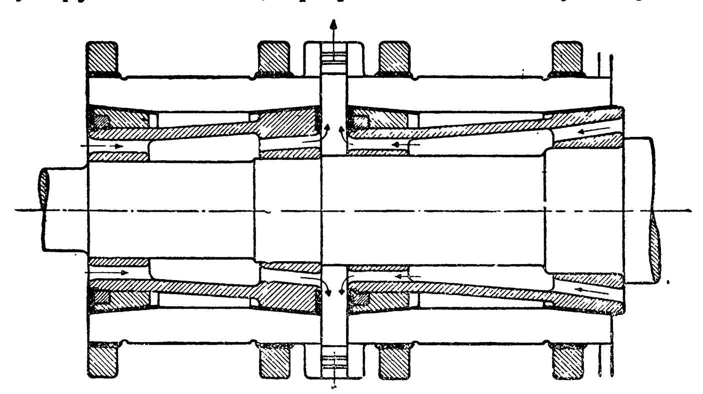
а). Коллектор. Окружная скорость коллектора составляет около 14 m/sec у машин со средним числом оборотов и колеблется в пределах приблизительно от 10 до 20 m/sec у машин средней величины.



Фиг. 443. Конструкция коллектора по типу ласточкина хвоста.

При окружной скорости, не превышающей приблизительно 25 m/sec, применяется обычная конструкция коллектора по типу ласточкина хвоста (фиг. 443). Коллекторные пластины сжаты радиально во внутрь нажимными конусами P. Для возможности выполнения такой конструкции изоляция в b должна иметь достаточный зазор; тогда давление может передаваться на боковые поверхности коллекторных пластин. Это выполнимо надежнее, когда поверхности в b цилиндричны (как, например, на фиг. 443), а не представляют собой конуса как, например, на фиг. 437). Зато в этом последнем случае несколько ослаблено воздействие на пластины со стороны центробежной силы. Внутренняя поверхность коллектора ограждена от внешнего воздуха телом (ступицей) коллектора, и этим предотвращено отложение пыли на находящейся под напряжением поверхности. Головки нажимных винтов не должны выступать настолько, чтобы представлять опасность при обслуживании подшипников вращающейся машины При больших длинах коллектора рекомендуется применять, вместо коротких нажимных винтов, достаточно длинные болты (фиг. 437), способные следовать за изменением длины коллекторных пластин при нагреве. При большой осевой длине пластин, превышающей приблизительно 20÷25 cm, коллектор должен быть подразделен в осевом направлении (ср. фиг. 444 и 446). У малых машин применяют также, вместо нажимных винтов, гайку (ср. фиг. 436), навинченную на тело коллектора.

Тело коллектора обычно снабжено осевыми вентиляционными каналами. Когда конуса стягиваются болтами, как, например, на фиг. 437, то при небольших диаметрах коллектора имеется очень мало места для этих каналов. Тогда тело коллектора снабжают иногда тремя выемками непосредственно у расточки ступицы, подобными вырезам в якорных листах (ср. фиг. 73с), как это, например, представлено на фиг. 437, в продольном разрезе коллектора, черточками и точками. У машин средней величины и крупных коллектор иногда бывает насажен на ступицу якоря (ср. фиг. 438) или же, у крупных машин, прифланцован к телу якоря.



Фиг. 444. Состоящий из двух частей коллектор фирмы S. S. W. Кольца насажены с натягом.

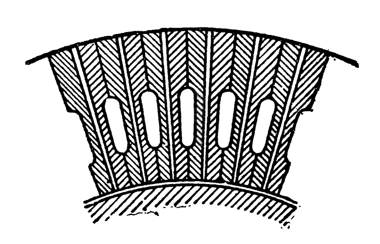
Изоляция между нажимными конусами и коллекторными пластинами применяется обычно миканитовая, у малых машин также прессшпановая. Чтобы в железное тело отводилась по возможности большая часть количества теплоты, выделяемого на поверхности скольжения коллектора, толщина изолирующего слоя должна быть не больше, чем того требует пробивная прочность. При напряжениях сети до 500 V эта толщина при спрессованном состоянии коллектора не должна превышать 2 mm. При миканитовой изоляции свободно выступающая часть гильзы обычно покрыта бандажем из шнура, чтобы слюда не расслаивалась.

Значительно бо̀льшие окружные скорости, доходящие приблизительно до 45 m/sec., встречаются у турбогенераторов, и тогда для стягивания пластин применяются надетые с натягом кольца. Так как осевая длина коллектора в этих случаях обычно очень велика, то удлинение пластин от нагрева должно быть особо учтено. На фиг. 439 и 444 представлена, в виде примера, конструкция турбогенераторных коллекторов, применяемая фирмой *SSW*. На фиг. 439 коллекторные пластины имеют осевые выемки (ср. фиг. 445), сквозь которые проходит охлаждающий воздух. Удлинение пластин, поскольку оно еще происходит, несмотря на хорошее охлаждение, воспринимается тарельчатыми пружинами (см. фиг. 439 справа). На фиг. 444 коллектор подразделен в осевом направлении.

Коллекторное деление у машин средней величины составляет обычно около 7,5 mm. Оно не должно быть, по возможно-

сти, меньше 5 mm, в видах прочности и легкости изготовления. Ширина изолирующих прокладок, изготовляемых из миканита или мягкой слюды, обычно составляет от 0,6 до 0,8 mm, а при напряжениях, превышающих 500 V, или в тех случаях, когда можно опасаться кругового огня, доходит иногда до 2,0 mm.

Для диаметра коллектора берут обычно размер, на 4—10 cm меньший, чем для диаметра якоря, чтобы петушки не получились слишком длинными. При обмотках с одним витком в каждой катушке петушки можно взять в виде узких медных полос (ср. фиг. 438), и тогда они действуют как лопатки вентилятора, извлекая довольно значительное количество тепла из обмотки и коллектора, благодаря своей относительно большой поверхности, и отдавая эту теплоту проходящему сквозь них воздуху. У больших тихоходных машин по экономическим соображениям выбирают значительно меньший диаметр коллектора; причем тогда приходится мириться с большей длиною петушков. У турбомашин диаметр определяется окружною скоростью, которая обычно лежит между 35 и 40 m/sec.



Фиг. 445. Коллектор фирмы S. S. W. с выемками в пластинах, в поперечном разрезе.

Осевая длина коллектора определяется либо осевой длиной всех расположенных рядом щеток, либо нагревом коллектора.

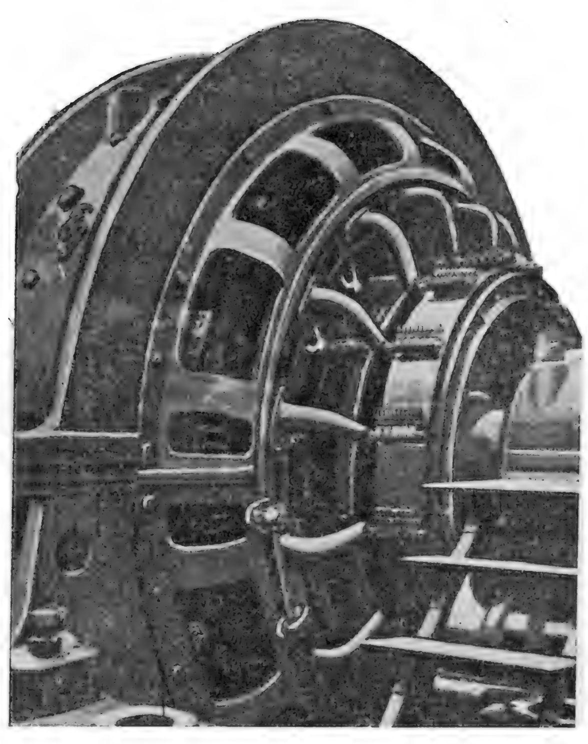
b). Щетки. Согласно приведенным в § II К данным (ср. таблицу 8 на стр. 234) выбирают прежде всего материал для щеток. На основании допустимой для него плотности тока и двукратной номинальной силы якорного тока определяется общая площадь контакта щеток. Разделив ее на число групп щеток, равное обычно числу полюсов, мы получаем площадь контакта для одной группы щеток.

Размеры щеток стандартизованы общесоюзным стандартом ОСТ 1594. Ширина щетки b в направлении окружности якоря может быть выбрана у машин с дополнительными полюсами несколько большею, чем у машин без дополнительных полюсов, потому что у первых в меньшей степени сказывается влияние добавочных токов короткого замыкания, величина которых возрастает вместе с шириною щетки. Еще шире может быть щетка у машин с компенсационной обмоткой, потому что тогда поле коммутации не столь круто падает по направлению к междуполюсному пространству (ср. фиг. 369). Но и у машин с дополнительными полюсами, а также и у машин с компенсационной обмоткой не следует брать слишком большую ширину для щетки, в виду ее влияния на ширину зоны коммутации и на дугу полюсного наконечника. Обычно ширина щетки у машин средней величины лежит между 10 и 25 mm и в среднем соответствует ширине 2—3 коллекторных делений.

Остальные размеры щетки должны быть по возможности малы, чтобы масса щетки была незначительна. Чем меньше длина щетки в направлении вала якоря, тем лучше площадь контакта и охлаждение. У машин средней величины длина одной щетки l вы-

бирается в пределах между 10 и 25 mm. В особых случаях, например у тяговых двигателей, допускают для длины отдельной щетки до 50 mm, чтобы применить надежную в эксплоатации конструкцию щеткодержателя и чтобы упростить обслуживание и смену щеток.

К общей осевой длине расположенных в одной щеточной группе щеток следует еще делать надбавку на осевую игру якоря (около 10 mm) и на промежутки между отдельными щетками. Величина этих промежутков зависит от конструкции щеткодержателей. Если эти последние, как это обычно практикуется в настоящее время, изготовлены из листового железа, то можно ограничиться надбавкой в 2—3 mm на каждую отдельную щетку. Кроме того, нужно еще предусмотреть место для присоединения якорной обмотки.



Фиг. 446. Крупная машина постоянного тока фирмы S. S. W. для 4700 kW, 1410 V, 77 об/мин. Щеточная траверза прикреплена к корпусу. Коллектор состоит из двух частей.

Щеткодержатели обычно сидят на стержнях, закрепленных в щеточной траверзе. У машин малой и средней величины она укреплена на подшипнике (ср. фиг. 436 — 438); у больших машин ее прикрепляют иногда к корпусу. На фиг. 446 можно видеть, как прикреплена и устроена щеточная траверза большой машины. Точная установка щеток производится посредством маховичка со шпинделем.

Так как крупные машины нормально работают всегда при неизменном положении щеток, то после установки щеток часто демонтируют приспособление для их перестановки. У тяговых и крановых двигателей щеткодержатели, изготовляемые в этих случаях обычно из бронзового литья, прикреплены к суппорту непосредственно.

с). **Нагрев.** Длина коллектора, определившаяся на основании соображений, касающихся только размещения щеток, должна быть еще проверена с точки зрения нагрева. При этом надо принять во внимание, что теплота отводится не только со свободной поверх-

ности коллектора, но и со щеткодержателей, и что часть теплоты переходит в железное тело коллектора через изоляцию.

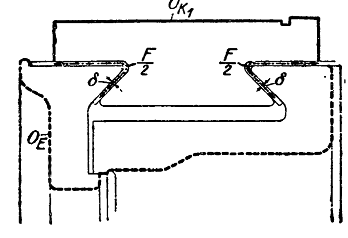
Если через Q обозначить сумму потерь на трение и джоулевых потерь у коллектора, через W_K теплоту, отводимую непосредственно с коллекторных пластин и щеткодержателей, а через W_E теплоту, отводимую в воздух с железного тела, то, пренебрегая отводом теплоты через петушки, можно написать:

$$Q = W_K + W_E, \tag{732a}$$

где

$$W_K = O_K h_K \vartheta_K \text{ и } W_E = O_E h_E \vartheta_E, \tag{732b и c}$$

причем O_K означает свободную поверхность колектора (O_{K_1} на фиг. 447) и щеткодержателей, h_K — соответственный средний коэфициент теплоотдачи, приведенный к нагреву ϑ_K коллектора, O_E—поверхность железного тела, главным образом отводящая теплоту (без выступов и ступицы, ср. фиг. 447), h_E — соответственный средний коэфициент теплоотдачи и ϑ_E — нагрев железного тела. Если еще черев δ обозначить толщину изолирующего слоя между пластиною и телом коллектора, через k — коэфициент теплопроводности изолирующего метериала и через F общую поверхность, определяющую тепловой поток от коллектора к железному телу (ср. фиг. 447), то



Фиг. 447. Вычисление нагрева коллектора.

$$W_E = \frac{kF}{\delta}(\vartheta_K - \vartheta_E). \tag{732d}$$

Положив для сокращения

$$\Lambda = \frac{kF}{\delta} \text{ и } \tau = \frac{\vartheta_E}{\vartheta_K}, \tag{732e и f}$$

мы получаем, в связи с уравн. (732c и d),

$$\tau = \frac{\Lambda}{\Lambda + O_E h_E}, \tag{733}$$

и из уравн. (732a, b и d), в связи с уравн. (732e и f и 733) для нагрева коллектора получается

$$\vartheta_K = \frac{Q}{O_K h_K + (1-\tau)\Lambda} = \frac{Q}{O_K h_K + \tau O_E h_E}. \tag{734}$$

Для вычисления нагрева коллектора по уравн. (733 и 734) можно положить $k \approx 0{,}04$ W/grad cm; h_K можно взять из кривой *3a* на фиг. 284, приравняв $\bar{v}$ окружной скорости коллектора, а h_E — из кривой *2* на фиг. 284, приравняв v средней окружной скорости отдающей тепло поверхности железного тела. Иногда отношение τ

между нагревами коллектора и железного тела бывает известно по данным испытания других, сходных, конструкций, или же им можно с известным приближением задаться.

Нагрев коллектора, разумеется, значительно меньше, если петушки выполнены так, что они отводят в воздух значительное количество теплоты.

На практике весьма часто вычисляют нагрев коллектора по формуле

$$\vartheta_K \approx \frac{Q}{O_{K_1} h_{K_1}}. \tag{735}$$

где Q означает сумму потерь на трение и джоулевых потерь коллектора, O_{K_1} свободную поверхность его (без щеткодержателей, ср. фиг. 447) и

$$h_{K_1} = h_{K0}(1 + 0{,}1\,v)\ \mathrm{W/grad\,m^2}. \qquad (735a$$

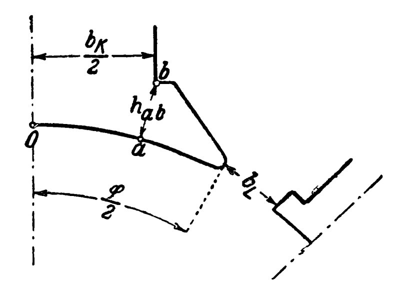
Окружную скорость v коллектора надо подставлять в m/sec; h_{K0} лежит приблизительно в пределах от 50 до 100 W/grad m².

6. Форма полюсного наконечника и воздушный промежуток

а). Форма полюсного наконечника. У машин с компенсационной обмоткой при том же угле полюса (φ на фиг. 327) и том же полном токе обмотки возбуждения поток полюсов был бы максимальным как при холостом ходе, так и при нагрузке, если бы длина воздушного промежутка не изменялась вдоль всей полюсной дуги. Но возникающее при этом быстрое изменение нормальной составляющей индукции вдоль междуполюсного пространства имело бы тогда следствием большие потери в зубцах (ср. § II H2) и в якорной обмотке (ср. § II L6), а часто и гудение машины. Поэтому обычно у машин постоянного тока сохраняют длину воздушного промежутка неизменной вдоль большей части всей полюсной дуги, по направлению же к краям полюсного наконечника эту длину постепенно увеличивают. Получающаяся при этом форма полюсных наконечников вообще не является наиболее выгодной, при которой получились бы наименьшие потери при том же потоке полюсов и том же полном токе обмотки возбуждения; у машин же без компенсационной обмотки, где при нагрузке еще происходит искажение поля под полюсным наконечником, эта форма еще больше отступает от наивыгоднейшей. Но определение наивыгоднейшей формы полюсного наконечника в каждом случае является чрезвычайно кропотливой работой и дает довольно неточный результат, потому что зависящие от распределения поля потери все равно можно определить только с весьма грубым приближением. Так как, вдобавок, наивыгоднейшая форма полюсного наконечника зависит от максимальной индукции в зубцах и от „приведенной высоты проводника" [уравн. (323c)] обмотки, т. е. в общей форме установлена быть не может, то у машин постоянного тока мы вправе считать в общем случае правильной общепринятую в настоящее время форму полюсных наконечников, при которой длина воздушного промежутка остается неизменной в значительной части полюс-

ного наконечника и возрастает более или менее постепенно по направлению к его краям.

Часть b (ср. фиг. 318b) дуги полюсного наконечника, вдоль которой длина воздушного промежутка не изменяется, составляет у машин без дополнительных полюсов около 0,5, а у машин с дополнительными полюсами без компенсационной обмотки около 0,45 полюсного деления; у машин с компенсационной обмоткой она обычно бывает не на много меньше всего полюсного деления, иначе было бы трудно разместить в полюсных наконечниках компенсационную обмотку. Длину и форму краев полюсного наконечника надо выбрать так, чтобы поток рассеяния был по возможности мал. Входящий в якорь поток полюсов, при одном и том же полном токе обмотки возбуждения, максимален при определенном расстоянии между краями полюсных наконечников смежных полюсов у машины без дополнительных полюсов, или между краями полюсных наконечников главного и дополнительного полюса, у машины с дополнительными полюсами (b_L на фиг. 448). Это расстояние можно определить по картинам поля. У машин без дополнительных полюсов надо еще при выборе формы полюсных наконечников иметь в виду, что изменение кривой поля вдоль зоны коммутации должно быть по возможности незначительно.



Фиг. 448. Определение формы полюсного наконечника.

Сечение у основания края полюсного наконечника должно быть выбрано так, чтобы в нем не получилось чрезмерной магнитной нагруженности. Поле тогда искажалось бы, правда, меньше, но полезный поток при нагрузке мог бы оказаться, при известных обстоятельствах очень ослабленным, так что в действительности не получился бы тот полезный поток, какой определился из картины поля при бесконечно большой проницаемости у полюсного наконечника. Чтобы в сечении Q_{ab} у основания края полюсного наконечника магнитная нагруженность не была больше, чем в сердечнике полюса с сечением Q_K, надо иметь

$$Q_{ab} \geqslant \frac{\Phi_{ab}}{\Phi_K} Q_K, \tag{736a}$$

где Φ_K означает весь выходящий из полюсного наконечника поток, а Φ_{ab} — поток, выходящий из края его (ср. фиг. 448). Φ_{ab} должен быть подставлен для того края полюсного наконечника, который особенно сильно нагружен при работе (ср. левую часть фиг. 389). Если осевая длина полюсного наконечника (в направлении вала якоря) равняется осевой длине полюсного сердечника, то радиальная высота (ср. фиг. 448) должна быть

$$h_{ab} \geqslant \frac{\Phi_{ab}}{\Phi_K} b_K. \tag{736b}$$

Если через Φ'_{ab} обозначить поток, выходящий из края полюсного наконечника при холостом ходе и потоке в сердечнике полюса Φ_K (ср. фиг. 192 и 193) и через Φ''_{ab} — ту часть фиктивного потока, возбуждаемого при нагрузке совместно якорною обмоткой, компенсационною обмоткой и обмоткой дополнительных полюсов, которая выходит из края полюсного наконечника; (ср. фиг. 367 и 368), то

$$\Phi_{ab} \approx \Phi'_{ab} + \Phi''_{ab}, \tag{737}$$

причем Φ_{ab} получается вообще несколько преувеличенным, потому что при наложении потоков мы пренебрегаем влиянием насыщения зубцов, несколько ослабляющим результирующий поток, выходящий из края полюсного наконечника. Φ'_{ab} и Φ''_{ab} получаются из картин фиктивных полей, как произведение соответственного числа единичных трубок на поток одной единичной трубки при соответственном магнитном напряжении. Например на фиг. 192 имеем $\Phi'_{ab} \approx 3\frac{1}{8}\Pi_0 l_P (U_L + U_Z)$ и на фиг. 367 $\Phi''_{ab} \approx 10\frac{3}{4}\Pi_0 l_P U_{WL}$. Если только при холостом ходе насыщение у основания края полюсного наконечника должно быть не выше, чем в сердечнике полюса, то в уравн. (736a) и (736b) надо подставлять $\Phi_{ab} = \Phi'_{ab}$.

b). Длина воздушного промежутка. У машин с дополнительными полюсами без компенсационной обмотки длина воздушного промежутка определяется тем искажением поля под полюсным наконечником, какое мы еще согласны допустить. Искажение поля у машин, в которых длина воздушного промежутка не изменяется вдоль большей части b полюсной дуги, определяется не только кривою $B(U_V) = B(U_L + U_Z)$, но и отношением $\frac{2(U_L + U_Z)}{bA}$ (ср. фиг. 319). Это отношение при всех обстоятельствах должно быть больше, чем 1. Даже при значении его, равном 1, нормальная составляющая индукции под одной половиной полюсного наконечника изменила бы свой знак в том месте, где воздушный промежуток расширяется. Для надежности в отношении сохранения одного и того же знака под всей полюсной дугою, нужно брать

$$\frac{2(U_L + U_Z)}{\tau A} \geqslant 1. \tag{738}$$

Если положить

$$\frac{2(U_L + U_Z)}{bA} = 2{,}5 \tag{739a}$$

или при $b \approx 0{,}45\tau$:

$$\frac{2(U_L + U_Z)}{\tau A} = 1{,}12 \tag{739b}$$

то, если бы кривая $B(U_V) = B(U_L + U_Z)$ на фиг. 319 была прямою, проходящей через начало координат (неизменная проницаемость зубца), отношение между максимальными значениями индукции при нагрузке, с линейною нагрузкою якоря A, и при холостом ходе

равнялось бы $1+\frac{1}{2,5}=1,4$. Вследствие изогнутости кривой $B(U_V)$ это отношение значительно уменьшается, в среднем приблизительно до 1,2. Если, далее, положить в среднем

$$U_L + U_Z \approx 1,25\,U_L \tag{739c}$$

и по уравн. (227) и (250)

$$U_L = 0,8\,k_C\,\delta\,B_L \approx 0,9\,\delta B_L \text{ A}, \tag{739d}$$

где δ выражено в cm и B_L в гауссах, то мы получаем, в связи с уравн. (739 b и c), для длины воздушного промежутка δ под серединою полюса, у машин с дополнительными полюсами без компенсационной обмотки

$$\delta \approx 0,5\frac{\tau A}{B_L}\text{ cm}, \tag{739}$$

где полюсное деление τ выражено в cm, линейная нагрузка A в A/cm и нормальная составляющая B_L—в гауссах. У двигателей, скорость которых регулируется в широких пределах посредством ослабления поля, для $\frac{A}{B_L}$ нужно подставлять наибольшее в каждом отдельном случае отношение. При готовности допустить большее искажение поля можно выбрать меньший воздушный промежуток.

У машин без дополнительных полюсов следует с точки зрения возможно точной установки коммутирующего поля брать несколько больший воздушный промежуток, примерно по формуле

$$\delta \approx 0,65\frac{\tau A}{B_L}\text{ cm}. \tag{740}$$

У машин с компенсационной обмоткой, где заметного искажения поля не происходит, длину воздушного промежутка приходится выбирать только исходя из соображений, касающихся поверхности и пульсационных потерь, а также механической надежности в эксплоатации. В среднем она составляет приблизительно $\frac{3}{4}$ длины воздушного промежутка машины с дополнительными полюсами без компенсационной обмотки.

7. Обмотки возбуждения

При проектировании обмоток возбуждения нам надо раличать обтекаемые главным (якорным) током и обтекаемые шунтовым током обмотки. Для первых обычно задан ток, для вторых напряжение.

а). Последовательные обмотки. Главным (якорным) током обтекаются обмотка возбуждения у сериесных машин и последовательная обмотка у компаундных машин, а также компенсационная обмотка и обмотка дополнительных полюсов. Для этих обмоток мы получаем число витков на одну магнитную цепь непосредственно

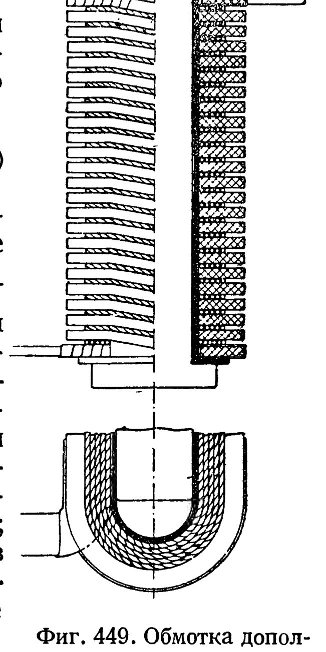
из полного тока Θ соответственной обмотки, числа c параллельных ветвей обмотки и якорного тока I_A. Оно равняется

$$W = \frac{c\Theta}{I_A}. \tag{741}$$

У компенсационных обмоток W означает числа проводников, уложенных в однополюсный наконечник; при катушечных обмотках на каждом полюсе расположено $\frac{W}{2}$ витков. Число c параллельных ветвей обмотки надо взять таким, чтобы получились наивыгоднейшие для изготовления обмотки сечения проводников. Сечение проводника мы получаем, задавшись плотностью тока J, по формуле

$$q = \frac{I_A}{cJ}. \tag{742}$$

Если требуется уместить обмотку в определенном обмоточном пространстве, то прежде всего надо установить размещение $\frac{W}{2}$ проводников, т. е. число лежащих рядом в одном слое витков и число слоев. Вычтя затем пространство, необходимое для изоляции проводников и воздушных щелей, мы получаем непосредственно сечение проводников и можем проверить плотность тока. При больших сечениях проводников следует отдать предпочтение прямоугольному сечению проводника; когда обмотка состоит из немногих витков на каждом полюсе, например обмотка дополнительных полюсов у больших машин, то ее изготовляют из голого металла.



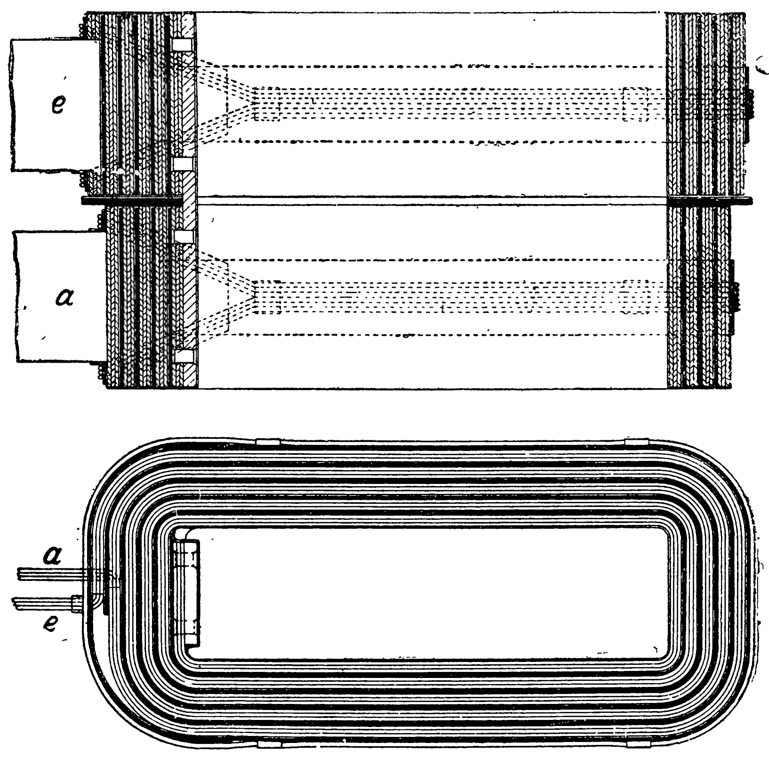
Фиг. 449. Обмотка дополнительного полюса из голой ленты, гнутой на ребро. Ср. также фиг. 437.

На фиг. 449 представлена однослойная обмотка дополнительных полюсов из голой медной ленты, гнутой на ребро. Наличие расстояния между отдельными витками гарантируется несколькими слоями бечевки между голыми проводниками. Витки, лежащие у стыков изоляции сердечника и изолирующих концевых дисков, обмотаны лентой. Так как здесь значительная часть голой поверхности может омываться воздухом, то обмотка находится в очень хороших условиях охлаждения.

На фиг. 450 представлена обмотка дополнительных полюсов с двумя катушками и одним витком в каждом слое. Здесь проводники состоят из голых полос металла, которые еще подразделены на параллельные металлические ленты, для упрощения работы по их изгибанию. Отдельные проводники изолированы друг от друга прессшпановыми прокладками. Обе катушки навиты в противоположных направлениях, и внутренние концы соединены медною частью. Катушки скреплены проволочным бандажем, который изолирован прессшпаном от их голой поверхности.

У компаундных машин обе обмотки возбуждения можно на главных полюсах помещать рядом или друг над другом.

b). Шунтовая обмотка. Для шунтовых обмоток и независимо возбуждаемых обмоток обычно задается не ток, а напряжение на зажимах обмотки. Если r_n означает сопротивление шунтовой обмотки (без шунтового регулятора), U_m — среднюю длину витка



Фиг. 450. Обмотка дополнительного полюса с подразделенными, плашмя навитыми проводниками.

(не смешивать с напряжением!), ρ — удельное сопротивление обмоточного металла, w — число витков на одну цепь (т. е. на два полюса), c — число параллельных ветвей обмотки, p — число пар полюсов, i — ток в шунтовой обмотке и U' — ее напряжение, то мы получаем из уравнений

$$r_n = \frac{\rho U_m w p}{c^2 q} \quad \text{и} \quad r_n i = U' \qquad (743\text{a и b})$$

сечение

$$q = \frac{\rho p U_m}{c} \frac{\Theta}{U'} \qquad (743)$$

одного проводника, где $\Theta = \frac{wi}{c}$ означает необходимый для одной магнитной цепи полный ток шунтовой обмотки. Далее мы можем либо задаться плотностью тока J, либо общим сечением провод-

ников f одной катушечной стороны обмотки возбуждения. В первом случае мы получаем

$$i = cqJ \text{ и } \frac{w}{2} = \frac{c\Theta}{2i} \tag{744a и b}$$

и можем проверить, достаточно ли обмоточное пространство. Во втором случае мы получаем

$$\frac{w}{2} = \frac{f}{q} \text{ и } i = \frac{c\Theta}{w} \tag{745a и b}$$

и можем проверить, приемлема ли плотность тока.

В виду малости q проводники шунтовой обмотки у малых машин и у машин средней величины изготовляются обычно из **круглой проволоки**. Если d' означает диаметр изолированной проволоки, а f' — находящееся в распоряжении обмоточное пространство для сечения одной катушечной стороны, за вычетом пространства, потребного для внешней изоляции всей катушки, то число витков одной катушки равняется

$$\frac{w}{2} = \frac{f'}{d'^2}, \tag{746a}$$

ток в шунтовой цепи

$$i = \frac{c\Theta}{w} \tag{746b}$$

и сопротивление шунтовой обмотки

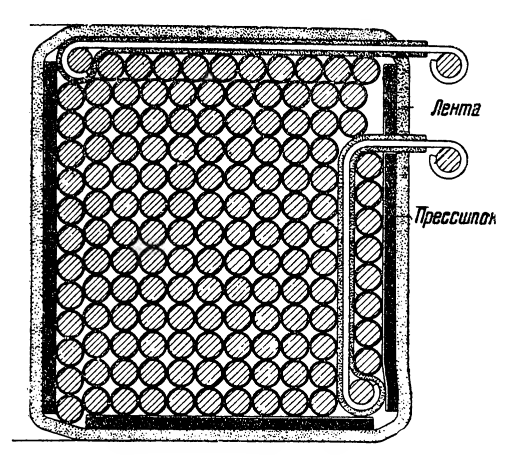
$$r_n = \frac{U'}{i}. \tag{746c}$$

Тогда можно проверить плотность тока. Если она оказывается чрезмерной, то следует увеличить сечение обмотки, если нужно, удлинив полюсные сердечники в радиальном направлении.

При расчете обмотки возбуждения по уравн. (743) и (744—746) надо предварительно задаться средней длиною витка U_m и обмоточным пространством f' на основании эскизов индуктора. c обычно принимают равным 1 и прибегают к параллельному соединению нескольких ветвей в том лишь случае, если при $c = 1$ получаются слишком большие сечения проводников ($d \geqq 2{,}5$ mm), если не предпочитают изготовить обмотку из плоских проводников. ρ нужно подставить для нагретой машины, и притом с некоторой надбавкой, ради надежности, т. е. взять при медных обмотках $\rho \approx \approx 0{,}024$ Ωmm²/m. При подстановке значений Θ и U' надо проводить различие между генераторами и двигателями.

В отношении **генераторов** по германским нормам необходимо соблюдение двух правил. Согласно § 65 Норм Союза германских электротехников машина при номинальном числе оборотов и номинальной мощности должна быть в состоянии вырабатывать 1,05-кратное номинальное напряжение, а согласно § 69 машина при номинальном числе оборотов и номинальном напряжении должна еще быть в состоянии вырабатывать 1,25-кратный номинальный ток. Чтобы удовлетворить условию § 65, надо в уравн. (743) подставить

для Θ полный ток обмотки возбуждения, необходимый при номинальной мощности и 1,05-кратном номинальном напряжении на зажимах U_N; у шунтовых и у компаундных машин надо считать $U' = 1{,}05\, U_N$, у машин с независимым возбуждением $U' = U_{NF}$ (номинальному напряжению независимо возбуждаемой обмотки). Чтобы удовлетворить условию § 69, мы должны для Θ подставить полный ток обмотки возбуждения, необходимый при 1,25-кратном номинальном якорном токе и номинальном напряжении на зажимах U_N. Здесь надо считать $U' = U_N$. Расчет обмотки возбуждения определяется наибольшим отношением $\frac{\Theta}{U}$, которое получается обычно у машин малой и средней величины из условия § 69. Наибольшее добавочное сопротивление в шунтовой цепи должно быть тогда рассчитано так, чтобы при холодной обмотке ($\rho \approx \approx 0{,}0175$) еще можно было получать минимальный, встречающийся в работе полный ток, каковым обычно является полный ток при холостом ходе и номинальном напряжении на зажимах [P42].



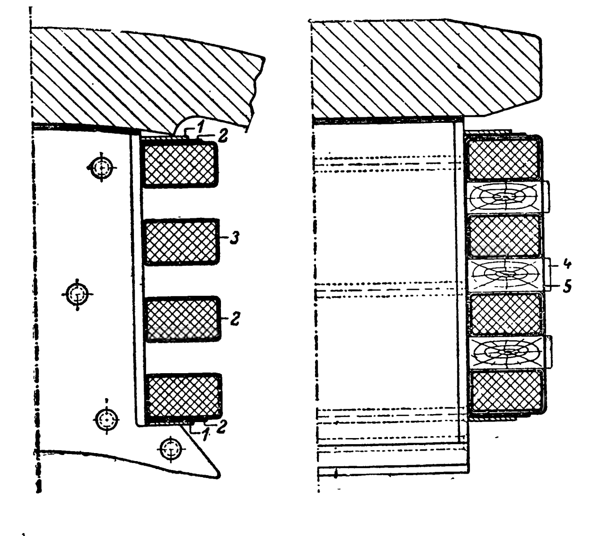
Фиг. 451. Вывод концов у катушки возбуждения.

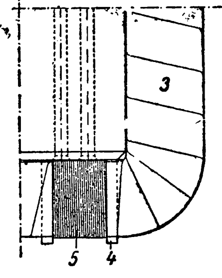
У двигателей при неизменном возбуждении полюсов практически приходится иметь в виду только уменьшение числа оборотов по мере увеличения вращающего момента. Если при этом машина предназначена для работы без добавочного сопротивления в шунтовой цепи, то в уравн. (743) надо для Θ подставить полный ток при номинальной нагрузке. Если же надо иметь возможность точно устанавливать число оборотов, то для Θ надо подставить полный ток при холостом ходе и номинальном числе оборотов; тогда величина добавочного сопротивления при номинальной мощности получается из того условия, чтобы при холодной обмотке возбуждения можно было посредством ослабления тока в шунтовой обмотке иметь при номинальной нагрузке номинальное число оборотов. У двигателей с регулированием числа оборотов надо для расчета обмотки возбуждения подставлять в уравн. (743) максимальный, встречающийся в работе полный ток обмотки возбуждения Θ и минимальное встречающееся напряжение на зажимах U'.

Заметим еще, что если шунтовая обмотка спроектирована слишком слабой, то усилить ее нельзя, прибавив к ней еще несколько витков с тем же сечением проводников. В самом деле, средняя длина витка тогда увеличивается, ток уменьшается скорее, чем обратно пропорционально числу витков, так как напряжение на зажимах задано, и, следовательно, полный ток при увеличении числа витков уменьшается. Если несколько витков убрать, то

полный ток обмотки возбуждения увеличивается, и тогда возрастает плотность тока. Обычно приходится слишком слабую шунтовую обмотку просто заменить другою, с большим сечением проводников.

В прежнее время обмотки возбуждения изготовлялись на особых каркасах из изолирующего материала или изолированной жести (оцинкованной). В настоящее время катушки часто наматываются и без каркасов, причем внутренняя поверхность и боковые поверхности обкладываются прессшпаном, а вся катушка обматывается лентой (ср. фиг. 436 и 451). Начало обмотки выводят иногда наружу через изолированный плоский медный лист, а конец тоже соединяется с медным листом, который вмотан в катушку при посредстве нескольких витков самого верхнего слоя, как это представлено на фиг. 451. На фиг. 452 и 453 показаны катушки с вентиляционными каналами (ср. также фиг. 437). Чтобы можно было впоследствии компенсировать неточности в расчете последовательной обмотки главных и обмотки дополнительных полюсов, часто закладывают железные листы между ярмом и полюсными сердечниками. Толщину этих листов увеличивают, когда обмотка оказывается слишком слабой, и уменьшают, когда она оказывается слишком сильной. Такие листы, например, имеются на фиг. 452 и 453.





Фиг. 452. Обмотка возбуждения с аксиальными вентиляционными каналами (в направлении вала якоря).

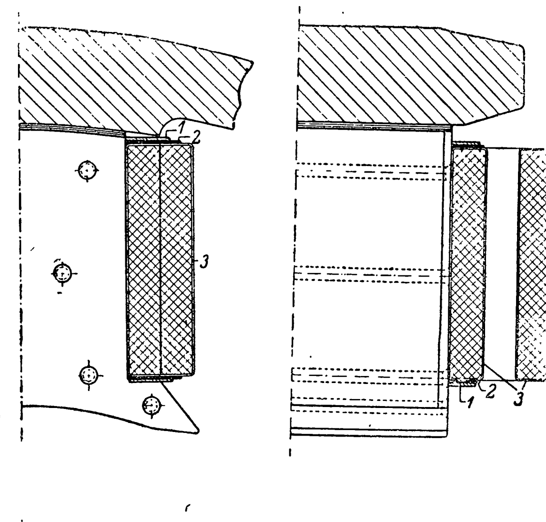
Обмотка дополнительных полюсов часто выполняется с несколько большим числом витков, чем того требует расчет. После изготовления машины ток в обмотке дополнительных полюсов ослабляют с помощью параллельно к ней включенного сопротивления. Величину этого сопротивления устанавливают экспериментально так, как того требует наилучшая коммутация.

8. Ход расчета.

В дальнейшем мы вкратце изложим ход расчета машины постоянного тока. При этом мы будем считать, что нет надобности руководиться уже существующими моделями с нормализованными

деталями и что машину надлежит спроектировать наново для какого-либо определенного случая.

Для очень крупных машин (ср. § 1с) мы задаемся допустимым напряжением между коллекторными пластинами e_{s0} (§ A2c) и линейной нагрузкой (фиг. 433) и получаем по уравн. (719) диаметр якоря D. Число оборотов n получается из диаметра якоря и допустимой окружной скорости, теоретическая длина якоря l_i — по уравн. (718), поскольку мы еще задаемся индукцией в воздушном промежутке B_L. Число полюсов $2p$ мы выбираем так, чтобы отношение теоретической длины якоря к полюсному делению не было неблагоприятным (ср. § 1 а). В остальном ход расчета таков же как для малых и средней величины машин, к которым мы теперь и переходим.



Фиг. 453. Обмотка возбуждения с радиальными вентиляционными каналами (перпендикулярными к валу).

Мы предполагаем, что нам заданы мощность машины малой или средней величины, напряжение на зажимах и число оборотов, лежащее в пределах, для которых показано среднее окружное усилие на фиг. 148 (ср. § 1a). Машина должна быть снабжена дополнительными полюсами.

Задаемся коэфициентом полезного действия, если он нам не предписан, и получаем по приближенному уравнению (712) внутреннюю мощность машины P. Согласно сказанному в § 1b, мы задаемся числом полюсов и отношением теоретической длины якоря к полюсному делению $\lambda = \frac{l_i}{\tau}$. Вычисляем

$$\frac{P}{n} \cdot \frac{P}{\lambda}$$

и получаем диаметр якоря по уравн. (711) или фиг. 432, из которой сразу же видим, правильным ли числом полюсов мы задались. Если обнаруживается ошибка, то надо определить диаметр на основании другого числа полюсов. На основании принятого нами λ и полюсного деления $\tau = \frac{\pi D}{2p}$ мы получаем по уравн. (709) приблизительную

теоретическую длину якоря. Затем выбираем такие осевые размеры якоря с вентиляционными каналами (§ 4), а также такую длину полюсных наконечников l_p (ср. фиг. 182), чтобы при округлении этих размеров вычисленная по уравн. (248) длина якоря приблизительно равнялась предположенной по уравн. (709). Получившаяся из уравн. (248) теоретическая длина якоря кладется в основу дальнейшего расчета машины.

Индуктируемая при нагрузке в обмотке якоря ЭДС, которая у генераторов больше, а у двигателей меньше напряжения на зажимах на величину омического падения напряжения в цепи якоря, предполагается нами равною

$$E'' \approx U_N \pm \frac{1-\eta}{3} U_N. \tag{747}$$

Затем мы задаемся отношением теоретической полюсной дуги к полюсному делению $\alpha = \frac{b_i}{\tau}$ и индукцией в воздушном промежутке B_L (фиг. 433) и получаем на основании потока полюсов в якоре $\Phi = \alpha\tau l_i \cdot B_L$ из уравн. (163) число $\frac{z}{2a}$ последовательно соединенных проводников якорной обмотки.

Подробные указания о выборе якорной обмотки содержатся в § 17 книги „Якорные обмотки“ [Л 28]. Обычно обмотку выбирают так, чтобы пространство впадин было использовано как можно лучше. Хорошему его использованию способствует по возможности малое число параллельных ветвей якоря. Прежде всего надо попытаться выполнить якорную обмотку в виде простой (одноходовой) волновой обмотки. Это удается, если число оборотов не выходит из обычных пределов, — при напряжении на зажимах 500 V до мощности около 250 kW, при 220 V до мощности около 90 kW и при 110 V до мощности около 25 kW. При большей мощности приходится остановить выбор либо на простой петлевой обмотке, либо на многократной (многоходовой) волновой обмотке, причем здесь решающее значение имеет обычно выбранное число полюсов.

Окончательно остановиться на определенной якорной обмотке можно только в связи с выбором диаметра коллектора (§ 5а), которым определяется, при принятом коллекторном делении, приближенное число коллекторных пластин, и с выбором числа впадин (§ 3а). Число пластин k и число впадин N определяют собою размещение катушечных сторон во впадине. При обычной двуслойной обмотке две катушечные стороны во впадине лежат друг над другом и $u = \frac{k}{N}$ рядом. При этом надо иметь в виду, что при том же числе пластин пространство впадин использовано тем лучше, чем больше u, но что ширина зоны коммутации возрастает при увеличении u, вследствие чего уменьшается теоретическая полюсная дуга. У машин средней величины u обычно равняется $2 \div 4$. Согласно сказанному в § 14Е книги „Якорные обмотки“, волновая обмотка без мертвых катушек выполнима тогда лишь, если общий наибольший делитель для u и числа пар полюсов p является также делителем для показателя кратности (числа ходов) обмотки. Таким

образом, при простой волновой обмотке u и p не должны иметь общего делителя в виде целого числа (за исключением 1). Следовательно, простые волновые обмотки у четырехполюсных машин с $u=2$ или 4 и у шестиполюсных машин с $u=3$ выполнимы только с одной мертвой катушкой. Мертвых катушек следует по возможности избегать, но у четырех- и шестиполюсных машин это в большинстве случаев невозможно, если не примириться с большими недостатками в выборе и устройстве впадин якоря.

При числе проводников, вычисленном по уравн. (163) на основании предположенной индукции в воздушном промежутке, обмотка вообще оказывается невыполнимой; остановиться нужно на другом числе проводников, по возможности близком к вычисленному. На основании этого нового, выполнимого числа проводников, надо вычислить по уравн. (163) поток полюсов при нагрузке и соответствующую этому потоку индукцию в воздушном промежутке B_L при холостом ходе, зная которую, по уравн. (562′) можно найти напряжение между пластинами. Если у машин без компенсационной обмотки считать, что возникающее при нагрузке максимальное значение индукции в воздушном промежутке на 25% выше, чем B_L, то максимальное напряжение между пластинами при номинальной мощности приблизительно в 1,25 раз больше вычисленного по уравн. (562′). При многократных обмотках надо помнить, что уравн. (562′) справедливо лишь тогда, когда напряжение между пластинами, соединенными с концами одной катушки, при петлевых обмотках, или с концами одного обхода, при волновых обмотках, делится ровно на m равных частей промежуточными $m-1$ пластинами. Так как это бывает не всегда, то, задаваясь допустимым напряжением между пластинами, нужно быть осторожнее, чем при простых (одноходовых) обмотках. Если максимальное напряжение между пластинами оказывается слишком высоким (§ А3с), то его можно понизить, увеличив число пластин или выбрав обмотку с большим числом параллельных ветвей, или, наконец, уменьшив число полюсов (§ 1b). В этом последнем случае приходится, разумеется, изменить диаметр якоря и его длину. Ширину зоны коммутации надо вычислить по уравн. (587). Ширина катушки должна быть выбрана так, чтобы получилась возможно узкая зона коммутации. Но совершенно диаметральных обмоток следует по возможности избегать.

После того как спроектирована пригодная для машины обмотка, мы задаемся глубиною впадины (§ 3b) и кажущеюся индукцией в зубце (§ 2b), а затем по уравн. (731) вычисляем ширину впадины у основания зубца, причем ее обычно округляют до десятых или даже до половины миллиметра в зависимости от величины предположенной максимальной кажущейся индукции в зубце. У очень малых машин ($D < 15$ cm) обычно делают параллельными стенки зубцов, у больших — почти всегда стенки впадин. После того как этот вопрос решен, можно определить пространство впадины. За вычетом пространства, потребного у средних и больших машин для клина, сечением которого надо задаться, и для изоляции впадины, мы получаем чистое сечение обмотки, а за вычетом воздушных пространств и изоляции проводников, — общее сечение про-

водников во впадине. Изоляция обмотки рассмотрена в § 21, изоляция проводников — в § 20 книги „Якорные обмотки". У машин с параллельными стенками впадин для лучшего использования пространства впадин применяются обычно проводники прямоугольного сечения. Затем можно проверить плотность тока J и произведение AJ (§ 2с). Если J или AJ оказываются слишком большими, то надо увеличить глубину впадины, иногда — одновременно уменьшив немного ее ширину, чтобы не получилась слишком большая индукция в зубцах. Если при допустимых значениях J и AJ получаются слишком глубокие впадины, то это значит, что главные размеры машины слишком малы, и тогда нужно увеличить диаметр или длину якоря. В этом случае нужно наново спроектировать обмотку.

После того как якорь и обмотка окончательно определились, мы находим воздушный промежуток согласно сказанному в § 6b (уравн. 739). Ширину наконечника дополнительного полюса обычно принимают равною ширине зоны коммутации, а у малых машин, с простыми волновыми обмотками, иногда и несколько меньшую, чтобы получить по возможности большую теоретическую дугу главного полюса. Ширину сердечника дополнительного полюса можно сперва принять равною ширине полюсного наконечника, а воздушный промежуток под дополнительным полюсом — таким же, как под главным. Затем надо сделать эскиз полюсного наконечника для главного полюса согласно сказанному в § 6a, и выбрать ширину b_K полюсного сердечника, задавшись индукцией в сердечнике B_K (§ 2b) и считая поток $\Phi_K \approx 1{,}15\,\Phi$, где Φ означает поток при номинальной мощности. Для радиальной длины полюсов (L_K на фиг. 198) надо взять такой размер, чтобы можно было удобно уместить в междуполюсном пространстве обмотки главных и дополнительных полюсов. При этом при круглых проволоках коэфифициент использования обмоточного пространства, т. е. отношение между общим сечением проводников и сечением катушечной стороны, за вычетом внешней изоляции катушки можно принять равным $\varepsilon \approx 0{,}6$, а плотностью тока задаться согласно сказанному в § 2с. Для полного тока в сечении катушечной стороны одной катушки главного полюса берут сперва $\frac{\Theta}{2} \approx 1{,}6\,U_L$, причем U_L получается по уравн. (227), для полного тока в сечении катушечной стороны катушки дополнительного полюса — $\frac{\Theta_P}{2} \approx 0{,}625\,\tau A - \frac{\Theta_K}{2}$, где $\Theta_K = 0$, если отсутствует компенсационная обмотка.

Затем надо построить картину поля в поперечном сечении машины при холостом ходе (см. § II G 4a). Отсюда мы получаем теоретическую полюсную дугу b_i, которою раньше задались, и поток рассеяния Φ_s. Если при этом оказывается, что теоретическая полюсная дуга значительно меньше предположенной и если изменение формы полюсного наконечника не улучшает соотношений, то надо определить на основании получившейся теоретической полюсной дуги индукцию в воздушном промежутке, а если эта последняя оказывается недопустимо высокой (ср. фиг. 433 и § 2a) — несколько увеличить теоретическую длину якоря. После этого мы можем

окончательно выбрать сечение путей в железе, с учетом указанных в § 2b магнитных нагруженностей и вычислить характеристику холостого хода согласно сказанному в главе II G по формулам, приведенным на стр. 205 (ср. также фиг. 200). По характеристике холостого хода мы находим затем (см. главу A) нагрузочную характеристику $E''(i)$ и можем проверить, не слишком ли искажается поле под полюсным наконечником.

Затем мы определяем индуктируемую в одной якорной катушке ЭДС покоя (см. §§ B8,9 и 10). Среднее значение $e_{rcp} = e_{Ncp} + e_{Scp}$ на котором основан выбор коммутирующего поля, — если машина должна работать с приблизительно неизменным коммутирующим полем вдоль зоны коммутации, — вычисляется по уравн. (637). Далее мы получаем по уравн. (642) и (227) напряжение воздушного промежутка по середине дополнительного полюса, с помощью которого находим по уравн. (650), пренебрегая магнитными напряжениями вдоль путей в железе, полный ток $\Theta_F = \Theta_P + \Theta_K$ обмотки дополнительных полюсов и компенсационной обмотки. Вычерчиваем картину поля (см. § B7b), которое возбуждают полный ток якоря и полный ток дополнительных полюсов вместе с компенсационной обмоткой, если она имеется, и можем, приняв во внимание сказанное в §§ B7c, C и F 2b, выбрать сечение для сердечника дополнительного полюса и вычислить магнитную характеристику цепи дополнительных полюсов или, по крайней мере, проверить, является ли она приближенно прямою линией. В связи с этим следует еще проверить, не слишком ли велико добавочное магнитное напряжение в главной цепи, возникающее вследствие наложения друг на друга фиктивных потоков цепи главных и цепи дополнительных полюсов (§ C1). На основании получившегося полного тока дополнительных полюсов можно спроектировать обмотку дополнительных полюсов (см. § 7a). Если в междуполюсном пространстве нехватает места для обмоток, то надо увеличить радиальную длину сердечников полюсов.

Затем мы выбираем подходящий для коммутации материал щеток (гл. II K) и проектируем коллектор и щетки (см. § 5).

Омическое падение напряжения в цепи якоря складывается из переходного сопротивления под щетками, которое определяется согласно данным главы II K, и произведения из якорного тока на суммарное сопротивление обмоток в цепи якоря. Сопротивления обмоток мы вычисляем согласно § II L1, причем оказываемое постоянному току сопротивление якорной обмотки нужно ещё (см. § II L 4) умножить на отношение между сопротивлениями, которое определяется согласно § II L4, если оно заметно отклоняется от 1 (большие или быстроходные машины со стержневой обмоткой).

Необходимый полный ток обмотки возбуждения мы определяем согласно § 7. Для этого полного тока должна быть окончательно спроектирована обмотка возбуждения.

В сущности, нам следовало бы еще проверить нагрев машины. Основы для такой проверки даны в §§ II N2 и II O1 — 3, но вычисление воздушного потока и выбор коэфициентов теплоотдачи столь ненадежны, что этот расчет тогда лишь имеет ценность,

когда он может опираться на экспериментальные данные испытаний сходных, уже работающих машин. При обычной вентиляции, при положенном в основу нашего расчета среднем окружном усилии и при указанных в §§ 2а — с средних нагруженностях, для которых, при недостатке в опытных данных надо брать не слишком высокие значения, нагрев машины обычно не может превзойти стандартный предел.

Коэфициент полезного действия машины мы получаем как отношение номинальной мощности к сумме номинальной мощности и потерь. Потери на трение и сопротивление воздуха вычисляются согласно сказанному в гл. II J, потери в железе — согласно сказанному в гл. II H; пульсационные потери учитываются у машины постоянного тока в том лишь случае, если имеется компенсационная обмотка с открытыми впадинами. Джоулевы потери вычисляются согласно сказанному в гл. II K и § L1. Кроме того имеются еще потери, рассмотренные в §§ II L4 и 6, которые можно вычислить или хотя бы принять приблизительно, согласно данным, там же приведенным.

Если задача заключается только в том, чтобы вычислить коэфициент полезного действия по методу определения отдельных потерь, то потери в железе при холостом ходе определяются согласно сказанному в гл. II H на основании потока при номинальной мощности; возникающие при этом джоулевы потери от вихревых токов при холостом ходе надо найти приближенно согласно § II L6, и вычислить джоулевы потери на основании номинальных токов и оказываемых постоянному току (омических) сопротивлений обмоток, приняв переходное напряжение под щеткой равным 2 V. Согласно § 40 ПИЭМ „добавочные потери“, т. е. не измеренные по методу определения отдельных потерь, надо считать равными для машин постоянного тока 1% от номинальной отдаваемой генератором или потребляемой двигателем мощности.

Заметим еще в заключение, что принимаемые по ходу расчета значения следует шаг за шагом проверять, в отношении их целесообразности, и изменять, если такое изменение сулит более благоприятные соотношения у машины. Рассчитав машину в первый раз, следует проверить, не получаются ли лучшие соотношения при каких-либо изменениях. В частности надо при этом иметь в виду, что при небольших потерях в железе и небольших джоулевых потерях в обмотке возбуждения, но больших джоулевых потерях в якоре можно улучшить коэфициент полезного действия машины, увеличив магнитные и уменьшив электрические нагруженности, и наоборот. Какое влияние оказывают такие изменения, должен показать поверочный расчет.

В нижеприводимой сводке важнейших формул указан, в виде кратких замечаний, ход расчета машины постоянного тока малой или средней величины. В эти уравнения надо подставлять

длину . . . . в cm
длину витка . . . . „ m
поверхность . . . . „ cm²
сечение проводника . . . . „ mm²

воздушный поток . . . . „ m³/sec.
число оборото в . . . . „ об/мин.
частоту . . . . „ 1/sec. или Hz
скорость . . . . „ m/sec.
вес . . . . „ kg
давление . . . . „ kg/cm²
удельный вес . . . . „ g/cm³
мощности . . . . „ W
удельные потери . . . . „ W/kg; W/cm²
ток, полный ток, магнитное напряжение . . . „ A
линейную нагрузку, напряженность магнитного
поля . . . . „ A/cm
плотность тока в проводниках . . . . „ A/mm²
плотность тока в щетках . . . . „ A/cm²
электрическое напряжение . . . . „ V
магнитный поток . . . . „ V sek
индукцию . . . . „ G
сопротивление . . . . „ Ω
удельное сопротивление . . . . „ Ωmm²/m
индуктивность . . . . „ H
температуру . . . . „ °C

Сводка формул для расчета машин постоянного тока малой и средней величины.

Заданы: U_N, P_N, n_N, η

			Уравнение
Число полюсов и диаметр якоря	$P \approx \frac{1+\eta}{2\eta} P_N$ W		712
	Принимаем: число пар полюсов p по $\frac{P}{n}$	IIIF1b	709, 709a
	Отношение $\lambda = \frac{l_i}{\tau}$	IIIF1a	
	$D \approx 6{,}5 + 5{,}06 \sqrt[3]{\frac{Pp}{n\lambda}}$ cm		711
	Проверяем: D и p	Уравн. (716) и фиг. 432	
	$v_A = \frac{nD}{1910}$ m/sec	IIIF1a и b	713
	$f = \frac{np}{60}$ Hz	IIIF1a и b	273

Длины якоря	$\tau = \frac{\pi D}{2p}$ cm	710a
	$l_i = \lambda\tau$ cm	709
	Принимаем: длину листового пакета l', ширину канала o, длину полюсного наконечника l_P — IIIF4a, фиг. 182	
	$l = (Z+1)\,l'$ cm	фиг. 182
	$l_A = l + Zo$ cm	фиг. 182
	$l_i = \frac{l + l_P}{2}$ cm	248
Число последовательно соединенных якорных проводников	$E'' \approx U_N \pm \frac{1-\eta}{3} U_N$ V	747
	Принимаем: отношение $\alpha = \frac{b_i}{\tau}$ — IIIF2a	
	индукцию в воздухе B_L — IIIF2a и фиг. 433	
	$\frac{z}{2a} = \frac{30}{p}\,\frac{E''}{n} \cdot \frac{10^8}{\alpha\tau l_i B_L}$	163
Выбор обмотки		Уравнение
	Принимаем: число $2a$ — „Якорн. обмотки", 17	
	число впадин по $\frac{N}{2p}$ — IIIF3a	
	число u	
	$k = uN$	98
	Проверяем: выполнимость коллектора; — IIIF5a	
	Принимаем: D_K	
	$t_K = \frac{\pi D_K}{k}$ cm	
	$v_K = \frac{D_K}{D} v_A$ m/sec;	

Выбор обмотки	ширину зоны коммутации: Принимаем: ширину щетки b IIIF5b $$b' = b\frac{D}{D_K}$$ $$t'_K = t_K\frac{D}{D_K}$$ $$b_{WZ} = b' + \left[u(1+\delta) - \frac{a}{p}\right] t'_K;$$ $$\delta = \left\| \frac{N}{2p} - \frac{y_1}{u} \right\|$$ отношение α индукцию в воздухе: $$B_L = \frac{30}{p}\,\frac{E''}{n}\cdot\frac{2a}{z}\,\frac{10^8}{\alpha\tau l_i}\text{ гауссов,}$$ напряжение между пластинами: $$e_{s0} = \frac{z}{2a}\,\frac{2p}{k}\,\frac{B_L}{10000}\,\frac{l_i}{100}\,v_A\text{ V.}$$ максимальное напряжение между пластинами IIIA3c	 587 587a 183 562'
Ток	$$I_A = \frac{P}{E''}\text{ A}$$ $$A = \frac{zI_A}{2a\pi D}\text{ A/cm}$$ IIIF2a	183 558a
Размеры впадины	Принимаем: глубину впадины h III F 3b, уравн. (730) кажущуюся индукцию в зубце B'_Z IIIF2b $$a = \frac{\pi D}{N}\left(1 - \frac{2h}{D} - \frac{l_i}{k_E l}\,\frac{B_L}{B'_{Z_0}}\right)\text{ cm}$$	Уравнение 731

Размеры впадины	Принимаем: размеры впадины распределение обмоточного пространства „Якорные обмотки" 21 Проверяем: плотность тока во впадине, IIIF2c нагрев якоря AJ IIE3 и IIIF2c	
Воздушный промежуток	$\delta \approx 0{,}5 \dfrac{\tau A}{B_L}$ cm (при дополнит. полюсах)	739
	$\delta \approx 0{,}65 \dfrac{\tau A}{B_L}$ cm (без дополнит. полюсов)	740
Размеры индуктора	Дополнительный полюс: $b_W \approx b_{WZ}$	
	Главный полюс:	
	$\Phi = \dfrac{30}{p} \dfrac{E''}{n} \cdot \dfrac{2a}{z}$ Vsec	163
	$\Phi_K \approx 1{,}15\,\Phi$ Vsec	
	Принимаем: индукцию в сердечнике полюса B_K IIIF2b	
	$\kappa = \dfrac{\Phi_K 10^8}{B_K}$ cm², отсюда b_K;	268a
	при набранном из листов сердечнике полюса:	
	$b_K = \dfrac{\Phi_K 10^8}{k_E l_P B_K}$ cm	
	Междуполюсное пространство:	
	Сечение катушечной стороны f_E у обмотки возбуждения	
	$k_C = \dfrac{t}{t + \delta - \frac{3}{4} s}$ при $2 < \dfrac{s}{\delta} < 12$,	237
	в противном случае уравн. (236 и 236b)	
	$2U_L = 1{,}6 k_C \delta B_L$ A	227, 250
	$\dfrac{\Theta}{2} \approx 1{,}6\, U_L$ A	

		Уравнение
Размеры индуктора	Принимаем: коэфициент заполнения ε обмотки возбуждения IIIF7b	
	плотность тока в обмотке возбуждения IIIF2c	
	$f_E = \frac{\Theta}{200\varepsilon J}$ cm²	
	Сечение катушечной стороны f_P у обмотки дополнительных полюсов	
	$\frac{\Theta_F}{2} \approx 0{,}625\tau A$ A	
	Расчет компенсационной обмотки IIIF7a	
	$\Theta_P = \Theta_F - \Theta_K$	
	Принимаем: коэфициент заполнения ε обмотки дополн. полюсов IIIF7a	
	плотность тока обмотки дополнительных полюсов IIIF2c	
	$f_P = \frac{\Theta_P}{200\varepsilon J}$ cm	
	Выбор размеров полюсов IIIF6a	
	Картина поля при полном токе возбуждения IIG4a	
	$b_i = mk_G\delta$ cm	228, 250
	Проверяем: отношение α индукцию в воздухе	
	Вычисление характеристики холостого хода II G 5, стр. 205	
	Построение нагрузочной характеристики E'' (Θ) IIIA4	
	Проверяем: искажение поля, воздушный промежуток	
Среднее значение средней ЭДС коммутации	$b_j = b - \gamma + \left(1 - \frac{a}{p}\right) t_K$ cm	585
	$L_{N_{cp}} = 12{,}6 s^2 l_i \rho \lambda_N 10^{-9}$ H	636
	Принимаем: число ρ из табл. 19, стр. 439; интерполируем с	
	$\beta = \frac{b_j}{t_K}$	629
	$\varepsilon = \frac{\lvert\tau - W\rvert}{t_K}$	625

		Уравнение
Среднее значение средней ЭДС коммутации	$\lambda_N = \frac{h_1}{3a} + \frac{h_2}{a} + \frac{h_4}{a_4} + \begin{cases} \frac{2,3h_3}{a + a_4} & \text{фиг. 242a} \\ 0,66 & \text{фиг. 244, 245} \end{cases}$	379, 378b 380b
	$L_{S_{cp}} = 2,55\beta s^2 l_S \sqrt{\frac{l_S + \tau}{h + \beta(b + \delta) - \delta}}\, 10^{-9}$ H	634
	l_S, b и δ по схеме обмотки, ср. фиг. 378a, 380	
	$e_{r\,cp} = \frac{I_A}{a} \frac{v_K}{b_j} (L_{N_{cp}} + L_{S_{cp}}) \cdot 10^8$ V	637
Коммутирующее поле	Принимаем: теорет. длину дополнит. полюса l_{W_i} IIIB7c	
	$B_{WL} = \frac{e_{r\,cp}}{2sv_A l_{Wi}} 10^6$ гауссов	642
Характеристика дополнительных полюсов	$k_C = \frac{t}{t - \frac{3}{4}s + \delta_W}$ при $2 < \frac{s}{\delta_W} < 12$,	237
	в противном случае уравн. (236 и 236b)	
	$2U_{WL} = 1,6k_C \delta_W B_{WL}$ A	227
	$B_{WM} = \frac{3,5D}{\pi(D - h) - aN} \frac{l_{Wi}}{l} B_{WL}$ гауссов	252
	$2U_{WZ} = 2hH_{WM}$ A	651
	Картина поля при полных токах якорной обмотки, обмотки дополнительных полюсов и компенсационной	
	$b_{Wi} = mk_C \delta_W$ cm (или приближенно по уравн. 654a, b)	653
	$\Phi_W = b_{Wi} l_{Wi} B_{WL} 10^{-8}$ Vsec	654
	$U_{WA} = U_A v_W \left(B_A, \frac{\Phi_W}{\Phi}\right)$ A; v_W из фиг. 387a, 388a	
	$\Phi_{Ws} \approx 1,27 m_{Ws} l_{WPi} U_{WL} 10^{-8}$ Vsec IIIC2	265 227 655
	$B_{WK} = \frac{\Phi_W + \Phi_{Ws}}{Q_{WK}} 10^8$ гауссов ср. IIIF2b	267, 268
	$2U_{WK} = 2L_{WK} H_{WK}$ A	268

		Уравнение
Характеристика дополнительных полюсов	$U_{WJ} = U_J v_W \left(B_J, \frac{\Phi_{WK}}{\Phi_K}\right)$ A; v_W из фиг. 387a, 388a	
	$U_W = 2(U_{WL} + U_{WZ} + U_{WK}) + U_{WA} + U_{WJ}$ A	657
	Проверяем: добавочное магн. напряжение в главной цепи IIICi	
	$\Delta U = U_J \left[v_H \left(B_J, \frac{\Phi_K}{\Phi}\right) - 1 \right] +$ v_H из фиг. 387b и 388b	
	$+ U_A \left[v_H \left(B_A, \frac{\Phi_{WK}}{\Phi_K}\right) - 1 \right]$ A	
	$\Theta_A = \eta \tau A$ A η по фиг. 366 или уравн. (612d и e)	612c
	$\lvert\Theta_P\rvert = \lvert\Theta_A\rvert - \lvert\Theta_K\rvert + U_W$ A	650
Обмотка дополнительных полюсов	$W = \frac{c\Theta_P}{I_A}$	741
	$q = \frac{I_A}{cJ}$ mm²	742
	Проверяем: сечение f_P	
Коллектор	Выбираем материал щеток IIK, IIIB3 и 4 и табл. 8, стр. 234	
	$F = \frac{2I_{AN}}{J}$ cm²	
	Принимаем: число групп щеток n IIIF5b	
	$F_1 = \frac{F}{n}$ cm²	
	Принимаем: размеры щеток по ОСТ'у IIIF5b	
	размеры коллектора IIIF5a	
	Переходное напряжение U_b IIK и фиг. 219	
Сопротивление цепи якоря	$R_A = k \frac{\rho l_m z}{(2a)^2 q}$ Ω	319b, 321
	$k = 1 + \frac{0{,}07}{1+\lambda} \sqrt{\frac{\tau_K}{b + (u-1) t_K}}\, m^2 \xi^3$	353
	$f = \frac{np}{60}$ Hz	349

		Уравнение
Сопротивление цепи якоря	$\xi = 2\pi h \sqrt{\frac{nb}{a} \frac{f}{\rho\, 10^5}}$ ср. фиг. 225	323c и e
	$R_W = \rho \frac{2pU_{Wm}\, W}{c^2 q}\ \Omega$	
	Сопротивления последовательной и компенсационной обмоток	
Шунтовая обмотка	$U = E'' \pm [RI_A + U_b]$ V	659a
	Находим $\left(\frac{\Theta}{U'}\right)_{\max}$ по Θ и U' при n_N:	
	Генератор: a) $U' = 1{,}05 U_N$ и $P = P_N$ b) $U' = U_N$ „ $I = 1{,}25 I_N$ Двигатель: a) $U' = U_N$ „ $P = P_N$ без регулирования b) $U' = U_N$ „ $P = 0$ с регулированием	IIIF7b
	$q = \frac{\rho p U_m}{c}\left(\frac{\Theta}{U'}\right)_{\max}$ mm²	743
	$i = cqJ$ A	744a
	$\frac{w}{2} = \frac{c\Theta}{2i}$	744b
	Проверяем: сечение катушечной стороны f_E	
Потери в железе	$P_A = 22l\left[\left(\frac{D}{2} - h\right)^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2\right] 10^{-3}$ kg	286a
	$P_Z = 7hl\,[(D - h)\pi - Na]\, 10^{-3}$ kg	287a
	$Q_A = (2V_H + 2{,}3V_W) P_A$ W при B_A	286, 286a
	$Q_Z = (1{,}2V_H + 3{,}0V_W) P_Z$ W при B_M	287, 287a
	$V_H = \varepsilon \frac{f}{100}\left(\frac{B}{10\,000}\right)^2$ W/kg ⎫ ε, σ из табл. 4, стр. 162.	199
	$V_W = \sigma\left(\frac{f}{100} \cdot \frac{B}{10\,000}\right)^2$ W/kg ⎭	204
	$Q_O = 2pb_i\, l_P V_O$ W	295
	$V_O = k_O \left(\frac{Nn}{10000}\right)^{1,5} \left(\frac{\beta k_C B_L t}{1000}\right)^2 10^{-4}$ W/cm²	291, 291b
	Число k_O по уравн. (291c)	
	β из табл. 5 (стр. 180) или фиг. 174 (стр. 178).	

Продолжение.

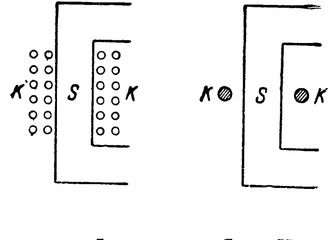
		Уравнение
Джоулевы потери	$Q_I = I_{AN}^2 R + U_b I_{AN}$ W $Q_i = U_N i_N$ W	
Потери на трение	Принимаем: коэфициент трения μ — фиг. 216 нажим p — табл. 8, стр. 234 $Q_B = 9{,}8\mu p F v_K$ W $Q_R = 0{,}52 d l v^{1,5}$ W	 317 312a
Количество воздуха Вентиляционные потери	Принимаем: нагрев охлаждающего воздуха ϑ — II O $V \approx \frac{1}{1{,}1\vartheta} \sum \frac{Q}{1000}$ m³/sec $Q_L = 1{,}1 V v_A^2$ W	 460c 315
Коэфициент полезн. действия	$\eta = \frac{P_N}{P_N + \sum Q + Q_L}$	

ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРА.

[P1] Существует несколько систем обозначения векторов. В немецкой литературе (в частности в оригинале этой книги) векторы обозначаются готическими (немецкими) буквами. Иногда встречается обозначение жирным шрифтом, далее обозначение обычными (латинскими) буквами с чертой сверху и т. д.

Согласно действующему в СССР ОСТ'у векторные величины обозначаются жирными латинскими буквами или обыкновенными буквами с чертой наверху. Мы применили последний способ обозначения векторов.

[P2] Термин „полный ток", которым переведено здесь немецкое обозначение „Durchflutung", предложен несколько лет тому назад проф. Я. Н. Шпильрейном.



Фиг. I. Фиг. II.

В нашей литературе этот термин встречался до сих пор редко, несмотря на его преимущества перед обычно применяемыми выражениями: „магнитодвижущая сила" и „число ампер-витков". Действительно, выражение „магнитодвижущая сила" имеет совершенно абстрактный характер, ибо никакой „силы" в том смысле, как мы ее обычно понимаем, здесь нет. Это выражение так же неудачно, как и „электродвижущая сила", особенно в применении к переменному току (см. [P5]). Напротив, „полный ток" является понятием вполне конкретным. Действительно, например, картину, показанную на фиг. I и изображающую поперечное сечение трансформаторного стержня S, окруженного обмоткой K, состоящей из n витков, можно заменить (если не считаться с изменением рассеяния) картиной, показанной на фиг. II, где имеется всего лишь один виток. Эта замена возможна, конечно, лишь в том случае, если пропустить через этот единственный виток ток, в n раз больший, чем в первом случае.

Если на фиг. I через сечение каждого проводника проходил ток i, то во втором случае через сечение нашего единственного проводника должен проходить ток $i \cdot n$. Вот эту величину, определяющую собой магнитный поток в стержне, мы и называем „полным током", причем легко видеть, что этот термин логически возникает из наших рассуждений. Что касается выражения „число ампер-витков", то пользоваться им также нецелесообразно, ибо здесь мы вместо названия величины вводим ее единицы измерения (подобно тому как вместо „ток" иногда неправильно говорят „ампераж").

[P3] Величину $\overline{\mathcal{E}}_e$ мы называем „внешней" напряженностью поля, так как она возникает не вследствие изменения потока индукции во времени, а благодаря наличию в электрической цепи посторонних источников электричества, напри-

мер гальванических элементов, термопар и т. д. На этом же основании линейный интеграл обхода

$$\oint \overline{\mathcal{E}}_e \overline{dl}$$

мы будем в дальнейшем называть „внешней“ электродвижущей силой. Термином „внешний“ мы перевели немецкое выражение „eingeprägte“, что дословно обозначает „вынужденный“ или „навязанный“.

[P4] Термин „магнитный спад“, которым переведено здесь немецкое слово „Magnetschwund“ (отметим кстати, что это обозначение принадлежит Emde) и который обозначает скорость уменьшения магнитного потока,— предложил проф. Я. Н. Шпильрейн.

[P5] Уравнения (28a), (28b), (29) и (28c) требуют некоторых пояснений. При постоянном токе вокруг проводника создается статическое поле, на поддержание которого требуется некоторая энергия. Напряжение обхода вдоль замкнутой кривой в электростатическом поле всегда равно нулю, так как магнитное поле не претерпевает здесь никаких изменений, магнитный спад равен нулю, и правая часть уравнения (27) становится равной нулю. Для того чтобы вызвать в такой цепи стационарный ток, необходимо иметь в этой цепи „внешнюю“ ЭДС, например гальванический или термо-элемент. Изменяя несколько форму уравнения (28a), мы найдем, что

$$E_e = RI + U,$$

т. е. „внешняя ЭДС тратится частично на покрытие падения напряжения цепи (RI), а оставшаяся часть устанавливает некоторую разность потенциалов на зажимах (напряжение на зажимах). Совершенно иную картину мы получаем в случае переменного тока. В переменном магнитном поле потенциала не существует, и благодаря наличию изменения потока индукции во времени (магнитный спад $\frac{d\Phi}{dt} \neq 0$) напряжение обхода здесь не равно нулю. Так как в цепях переменного тока обычно не бывает ЭДС, то падение напряжения в проводнике и напряжение на зажимах обусловлены здесь исключительно магнитным спадом. С этой точки зрения и можно формально рассматривать магнитный спад как некоторую ЭДС, вызванную изменением потока, т. е. как некоторую „внутреннюю“ ЭДС в противоположность „внешней“ ЭДС постоянного тока. Не следует однако забывать, что такая картина является фиктивной и, по сути дела, подменяет нестатическое поле переменного тока некоторым эквивалентным по своей эффективности статическим полем. Если в цепи постоянного тока возникает течение электричества (электрический ток) исключительно благодаря наличию „внешней“ ЭДС, то при переменном токе течение электричества возникает только потому, что напряжение обхода в нестационарном поле не равно нулю.

[P6] Величину L мы назвали „самоиндуктивностью“, а не обычным в русской технической литературе термином „коэфициент самоиндукции“, чтобы подчеркнуть ее преемственность от более общей величины L, входящей в формулу (39a) и носящей название „индуктивности“. На этом же основании величину M, встречающуюся ниже, мы называем не „коэфициентом взаимной индукции“, а „взаимоиндуктивностью“.

[P7] Такое определение эффективной величины тока нуждается в пояснении

По закону Джоуля ток i в проводнике, имеющем сопротивление R, выделяет за время dt количество тепла

$$i^2Rdt.$$

Тогда среднее количество тепла, выделенное за единицу времени, будет

$$Q_w = \frac{1}{T}\int_0^T i^2Rdt = R\cdot\frac{1}{T}\int_0^T i^2dt,$$

где T — период переменного тока.

Если бы по тому же проводнику протекал постоянный ток, силы I, то количество тепла, выделяемое за единицу времени, составило бы величину

$$Q_g = I^2R.$$

Если при этом оба количества тепла одинаковы, т. е. $Q_w = Q_g$, то

$$R\cdot\frac{1}{T}\int_0^T i^2dt = I^2R$$

или

$$I = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2dt},$$

т. е. мы и получаем уравн. (83).

[P8] Сказанное надо понимать следующим образом. Если измерить по методу вольтметра и амперметра сопротивление какого-либо проводника переменным током, то мы получим величину $R_в$. При изменении же сопротивления того же проводника постоянным током получится величина R_g, причем всегда

$$R_в > R_g.$$

Увеличение сопротивления при прохождении переменного тока объясняется skin-effect'ом (вытеснением тока), т. е. неравномерным раепределением тока по сечению проводника, вследствие образования под влиянием переменных магнитных полей в толще проводника вихревых токов. В некоторых случаях это увеличение настолько значительно, что может быть использовано для практических целей (асинхронные двигатели с глубокими впадинами). Подробно о вытеснении тока говорится в отделе II F2b.

[P9] Множитель j представляет собой мнимую единицу $(\sqrt{-1})$ и символизирует поворот вектора на 90°. Символический метод введен Штейнметцом (Steinmetz) и позволяет свести геометрические действия над диаграммными векторами к алгебраическим. Описание символического метода и правил оперирования с мнимыми числами можно найти в книгах, рассматривающих теорию переменных токов, напр. К. А. Круг — „Основы электротехники", Френкель „Теория переменных токов" и др.

[P10] Иногда, у малых машин, для изоляции листов друг от друга ограничиваются лишь слоем окалины, получающимся при прокатке железа. Отметим кстати, что железные диски, из которых набираются якоря, по заводской терминологии называются „жестями".

[P11] С этим утверждением автора согласиться трудно. Просматривая стандарты на

асинхронные двигатели (как советские, так, в частности, и германские), легко видеть, что начальный вращающий момент для двигателей с обмоткой в виде беличьего колеса в 1 ÷ 2 раза (в зависимости от мощности двигателя) превышает нормальный вращающий момент. Такую величину, конечно, нельзя назвать „очень малой". Существенным здесь является другое, а именно, что такой момент развивается лишь при непосредственном включении двигателя в сеть, т. е. при значительном токе, в 5 — 8 раз превышающем нормальный. Иную картину мы получаем, если мы будем ограничивать величину пускового тока при помощи уменьшения напряжения, подводимого к зажимам двигателя. В этом случае начальный вращающий момент действительно уменьшается очень сильно.

[P13][1] Индуктор типа машины постоянного тока встречается иногда лишь у однофазных коллекторных двигателей последовательного возбуждения. У других типов (репульсионные, шунтовые) индуктор конструируется так же, как у индукционных двигателей.

[P14] Определения шагов обмотки: первого частичного (y_1), второго частичного (y_2) и результирующего (y), которые приведены в этом отделе, соответствуют тому, что в нашей технической литературе известно под названием расчета обмотки по „элементарным впадинам". В наших книгах, однако (см. например курсы проф. К. И. Шенфера, проф. С. И. Курбатова и др.), преимущественным распространением пользуется другой метод изображения обмотки, при котором все секционные стороны предполагаются равномерно распределенными на поверхности гладкого якоря. Совершенно очевидно, что при этом способе определение шага обмотки идет уже по другим правилам. Так, например, первый частичный шаг y_1, указывающий ширину секции, здесь определяется уже не числом секционных сторон, действительно лежащих рядом между сторонами катушки на поверхности зубчатого якоря (другими словами, составляющих только верхний слой обмотки), а полным числом секционных сторон и верхнего и нижнего слоя (т. е. тем числом секционных сторон, которые лежали бы рядом, если бы обмотка была расположена на поверхности гладкого якоря). Не отрицая некоторого облегчения для понимания свойств обмоток, которые дает этот способ, мы все же должны отметить его условность для современных машин, а самое главное — те затруднения, которые возникают при пользовании этим способом на практике. С этой точки зрения метод „элементарных впадин", рассматривающий каждые две лежащих друг над другом секционных стороны как некоторую „элементарную впадину" (при $u = 1$ числа элементарных и действительных впадин совпадают), заслуживает несомненно большего внимания, так как он легко позволяет разобраться в обмотке любой машины без излишней затраты труда и времени. Тогда, если помнить определение „элементарной впадины", можно установить следующие положения:

a) первым частичным шагом y_1, определяющим ширину секции, называется число элементарных впадин, которое нужно пропустить на поверхности якоря, чтобы от начальной секционной стороны притти к конечной секционной стороне одной и той же секции;

b) вторым частичным шагом y_2, определяющим расстояние между концом одной секции и началом следующей за ней, называется число элементарных впадин, которое нужно пропустить на поверхности якоря, чтобы от конечной стороны секции притти к начальной стороне другой секции, идущей в последовательном порядке за первой;

[1] Примечание редактора [П12] вообще отсутствует.

с) результирующим частичным шагом y, определяющим расстояние между секциями, называется число элементарных впадин, которое нужно пропустить на поверхности якоря, чтобы от начальной стороны одной секции притти к начальной стороне другой секции, идущей в последовательном порядке за первой.

Так как число секционных сторон одного верхнего слоя обмотки, т. е. число элементарных впадин, равно полному числу секций обмотки, т. е. равно числу коллекторных пластин, то очевидно, что величину результирующего шага обмотки можно определять не только числом пропущенных элементарных впадин, но и равным ему числом пропущенных коллекторных делений.

[P15] В советской технической литературе часто можно встретить несколько иную терминологию. Одноходовые обмотки называются однократными или простыми. Многоходовые обмотки называются многократными, причем, если k делится на m без остатка, то получается m-кратно замкнутая обмотка, если k и m числа взаимно-простые — многократная обмотка с m-кратным повторным вступлением или многократно-непрерывная обмотка. Наконец, если k и m имеют общего наибольшего делителя t, то мы получим t замкнутых обмоток, из которых каждая состоит из $\frac{m}{t}$ непрерывно многократных обмоток. Такую обмотку можно назвать многократной, t-кратно замкнутой обмоткой с $\frac{m}{t}$-кратным повторным вступлением.

[P16] Термин „ширина фазовой зоны", насколько нам известно, до сих пор в советской электротехнической литературе не встречался. На немецком языке соответствующее понятие обозначается словом „Spulenbreite". Дословный перевод („ширина катушки") был бы здесь неуместен, так как „шириной катушки" (нем. „Spulenweite") у нас называется совершенно другая величина (см. ниже).

Введенный нами термин „ширина фазовой зоны" может быть расшифрован следующим образом. На поверхности якоря можно легко найти ряд участков (зон), в пределах каждого из которых все проводники принадлежат к одной и той же фазе и обтекаются током одного и того же направления. Так, например, для двухполюсной трехфазной обмотки число таких зон будет равно шести. Действительно для каждой фазы мы будем иметь здесь две зоны, одну—образованную начальными сторонами катушек и другую—образованную их конечными сторонами. Обе зоны расположены на расстоянии одного полюсного деления друг от друга. При числе полюсов, равном $2p$, число фазовых зон равно $2pm$, где m — число фаз обмотки.

(P17] Отметим, что в последние годы для машин переменного тока, в особенности для якорей (статоров) асинхронных двигателей, получила очень широкое распространение двухслойная (так называемая „американская") обмотка.

[P18] Свойства электромашиностроительного железа, изготовляемого на заводах СССР, определяются по общесоюзному стандарту „ОСТ 377", согласно которому листовая электротехническая сталь должна изготовляться трех сортов:

1. Динамная листовая сталь (марка СтД)
2. Специальная динамная листовая сталь (марка СтС)
3. Трансформаторная листовая сталь (марка СтТ).

Название сталь, вместо железа, введено вследствие наличия в металле примеси кремния.

Сортамент:

Листовая электротехническая сталь должна изготовляться в форме листов следующих размеров:

Таблица 40.

Марка	Длина mm	Ширина mm	Толщина mm
СтД и СтС	2 000	1 000	0,5
" " "	1 500	750	0,5
СтТ	2 000	1 000	0,5
"	1 500	750	0,5
"	2 000	1 000	0,35
"	1 500	750	0,35

Допуски:

в длине и ширине отдельных листов . . . . . ± 5%
в толщине отдельных листов . . . . ±10%.

Внешний вид:

Листы электротехнической стали должны быть без пятен, смолы, земли, могущих оказать влияние на механические и магнитные свойства стали; гладкими на ощупь, не волнистыми, без ржавчины, пленки, окалины и пр. Листы электротехнической стали должны быть по особому требованию, оговоренному в заказе, подвергнуты декапировке, т. е. протравлению в соответствующих растворах кислот для удаления пленки окислов.

Степень постоянства толщины:

Колебания толщины в разных местах одного и того же листа не должны превосходить ± 7,5% средней для данного листа толщины.

Свойства при штамповке:

Листы электротехнической стали должны хорошо резаться, как ножницами, так и под штампом и свободно принимать плоскую форму, не пружинясь и не ломаясь

Хрупкость:

Листовая электротехническая сталь должна выдерживать без надлома не менее следующего числа перегибов:

Таблица 41.

Марка	Толщина листов mm	Число перегибов
СтД и СтС	0,5	10
СтТ	0,5	2
СтТ	0,35	2

Магнитная индукция:

Матнитная индукция электротехнической стали для определенных значений намагничивающих ампер-витков на 1cm или напряженности поля

в A/cm, должна быть не ниже величин, указанных в нижеприведенной таблице:

Таблица 42.

Ампервитки на 1 cm или напряженность поля в A/cm	Магнитная индукция в гауссах		
	СтД	**СтС**	**СтТ**
25	15 000	**14 700**	**14 300**
50	16 300	**15 700**	**15 500**
100	17 800	**16 900**	**16 500**
300	19 800	**19 300**	**18 500**

От указанных величин магнитной индукции допускаются отклонения в сторону уменьшения, не более, чем в 50 гауссов.

Потери на гистерезис и на токи Фуко:

Потери энергии в стали на гистерезис и на токи Фуко, измеренные при максимальной индукции, равной 10000 и 15000 гауссов, при частоте тока 50 периодов в секунду и при синусоидальной форме кривой приложенного напряжения, не должны превосходить следующих величин:

Таблица 43.

Марка	Толщина листов mm	Потери на 1 kg стали в W	
		При 10 000 гауссов	При 15 000 гауссов
СтД	0,5	3,3	7,9
СтС	**0,5**	**2,3**	**5,6**
СтТ	**0,5**	**1,7**	**4,0**
СтТ	0,35	1,3	**3,3**

Старение:

Увеличение потерь на гистерезис и на токи Фуко в электротехнической стали с течением времени (старение) должно быть:

Для СтД не более 6% от величины, указанной выше.

„ **СтС** „ „ **3,5%** „ „ „ „

„ **СтТ** „ „ 2% „ „ „ „

Удельный вес:

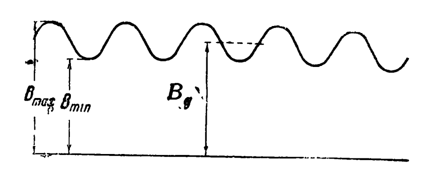
Для СтД 7,8

„ **СтС** 7,65

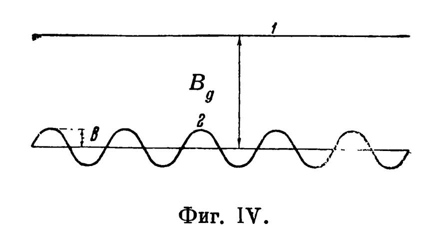
„ **СтТ** 7,55

Если сравнить „ОСТ 377“ с германскими нормами (DIN VDE 6400), то легко видеть, что сталь марки СтД приблизительно соответствует германскому слабо-легированному железу, а стали марок СтС и СтТ совершенно точно соответствуют германскому средне-легированному и высоко-легированному железу.

[P19] Потери на вихревые токи имеют место лишь при перемагничивании, т. е при изменении индукции. В общем случае, показанном на фиг. III, кривая индукции может не быть симметричной относительно оси абсцисс (нулевой линии). Такой случай имеет, например, место при колебании индукции в зубцах якоря, вследствие неодинаковости воздушного промежутка. Здесь индукция изменяется периодически между двумя положительными значениями B_{max} и B_{min}.



Фиг. III.



Фиг. IV.

Кривую индукции, показанную на фиг. III, можно разложить на две составляющих: кривую постоянной индукции *1* (фиг. IV), представляющую собой прямую, параллельную оси абсцисс и имеющую ординату

$$B_g = \frac{B_{max} + B_{min}}{2}$$

и кривую *2*, симметричную относительно оси абсцисс, изменяющуюся в пределах от $+B$ до $-B$, причем

$$B = \frac{B_{max} - B_{min}}{2}.$$

Постоянная индукция B_g не оказывает никакого влияния на потери, и они создаются исключительно переменной индукцией, изменяющейся по кривой *2*. Таким образом, вводя в формулы (200b) и (201a) амплитуду переменной составляющей индукции B, мы тем самым исключаем ненужную нам постоянную составляющую B_g. Если изменение индукции совершается по кривой, симметричной относительно оси абсцисс (например, перемагничивание железа простым переменным током), то

$$B_{min} = -B_{max}$$

$$B_g = \frac{B_{max} + (-B_{max})}{2} = 0$$

$$B = \frac{B_{max} - (-B_{max})}{2} = B_{max}.$$

[P20] Тем же критерием пользуется и советский стандарт „ОСТ 377“.

[P21] Те же данные мы находим и в „ОСТ 377“.

[P22] Как видно из фиг. 179, поток индукции не обрывается у лобовых поверхностей, и нормальная составляющая индукции даже вне железа (например при $\frac{x}{\delta} = +2$) имеет довольно значительную величину. Поэтому при определении полного потока индукции (формула 241a) приходится учитывать наличие силовых линий не только на длине полюса, но и на расстояниях x от обеих лобовых поверхностей. Обычно (см. формулу 243) величину x берут до $\frac{x}{\delta} = 8$.

[P23] Это утверждение автора не совсем соответствует действительности. Благодаря целому ряду преимуществ, как-то уменьшение потерь на трение, легкая самоустанавливаемость, почти полное отсутствие ухода (напр. фирма AEG гарантирует работу подшипников в течение 5000 часов без осмотра, промывки и смазки), шариковые и роликовые подшипники в настоящее время завоевали себе очень прочное положение и весьма широкое распространение в электромашиностроении в качестве именно опорных подшипников. Как советские, так и иностранные заводы изготовляют целые серии машин малой и средней мощности только с подшипниками этого типа.

[P24] Правильнее было бы сказать, что величина отношения $\frac{l}{d}$ уменьшается с увеличением d. По Нормам союза германских электротехников для цапф электрических машин стандартизованы следующие размеры:

d mm	l mm	$\frac{l}{d}$	d mm	l mm	$\frac{l}{d}$	d mm	l mm	$\frac{l}{d}$
10	30	3	30	80	2,66	70	170	2,43
12	35	2,92	32	85	2,66	75	180	2,4
14	40	2,86	35	90	2,57	80	200	2,5
16	45	2,81	38	95	2,5	85	210	2,48
18	50	2,78	42	105	2,5	90	220	2,44
20	55	2,75	45	110	2,45	95	230	2,42
22	60	2,73	55	130	2,36	100	250	2,5
25	65	2,6	60	140	2,34	110	275	2,5
28	75	2,68	65	160	2,46	120	300	2,5

[P25] Коэфициенты трения и удельные напряжения для щеток советского производства (по „ОСТ 1594") указаны в таблице, приведенной ниже в [P27].

[P26] Величины падения напряжения по „ОСТ 1594" также указаны в таблице, приведенной в [P27].

[P27] В нижеследующей таблице приведена сводка данных, касающихся щеток советского производства по стандарту „ОСТ 1594" (см. стр. 586).

[P28] По Общесоюзному стандарту („ОСТ 420 и 421") медь марки *M1*, применяемая для изготовления проводников, должна по химическому составу иметь не менее 99,9% чистой меди. Удельное сопротивление при 20°C $\rho_{20} \leqslant 0{,}01784\ \Omega\, mm^2/m$, т. е. проводимость ее должна быть не менее 96,64% проводимости образцовой отожженой медной проволоки, принятой в качестве международного стандарта Международной электротехнической комиссией (I.E.C.).

[P29] По действующим в СССР „Правилам и нормам для испытания электрических машин" различаются четыре основных конструктивных типа: открытые машины, защищенные машины, закрытые машины и машины с защитой против взрыва.

[P30] В последние годы вопросы вентиляции электрических машин, в особенности турбогенераторов, в связи с огромным ростом мощностей отдельных агрегатов (до 200 и выше тысяч киловатт) приобрели особо актуальное значение. Сейчас насчитывается около двух десятков основных систем вентиляции. Особенное значение должен иметь переход от охлаждения машин воздухом к охлаждению водородом, позволяющий: значительно повысить коэфициент полезного действия машины (благодаря меньшему весу водорода и его

Сорт щеток	Марка	Удельное сопротивление в $\frac{\Omega\ mm^2}{m}$	Плотность тока в A/cm²		Падение напряжения под обеими щетками U_b в V		Удельное нажатие kg/cm²		Коэфициент трения при скорости 10 m/sec		Твердость по склероскопу Шора
			кольца	коллект.	кольца	коллект.	кольца	коллект.	кольца.	коллект.	
Угольные твердые	*У*	55 — 38	—	5 — 7	—	2,4	—	0,4	—	0,35	60 — 45
Полуграфитные (полутвердые)	*ПГ*	34 — 24	—	7 — 9	—	2,0	—	0,3	—	0,30	44 — 22
Графитные (мягкие)	*Г*	28 — 12	15 — 20	9 — 16	1,8	2,0	0,2	0,3	0,20	0,23	21 — 16
Медно графитные (мягкие)	*МГ*	0,1 — 0,2	35	35	0,5	0,7	0,15	0,2	0,15	—	15 — 10
Медноугольные (полутвердые)	*МУ*	10 — 2	18 — 25	13 — 20	1,8	2,0	0,2	0,2	0,18	0,21	35 — 25
Металлические, медные, латунные (твердые)	*М*	не стандартизованы									

большей теплопроводности), увеличить (примерно на 25%) мощность машины при том же нагреве обмоток и увеличить рабочее напряжение машины, так как в атмосфере водорода понижается вредное влияние эффекта короны в воздушных прослойках изоляции. Не имея возможности останавливаться здесь подробно на всех этих важных вопросах современного крупного электромашиностроения, можно рекомендовать интересующимся ознакомление с обзорной статьей А. Е. Алексеева „Конструктивное исполнение вентиляции в современных паровых турбогенераторах", напечатанной в № 1 журнала „Вестник электропромышленности" за 1931 год.

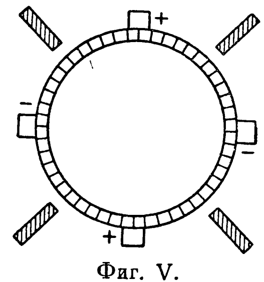
[Р31] Опасность появления кругового огня на коллекторе особенно велика для высоковольтных машин. В настоящее время для предотвращения кругового огня иногда применяют перегородки из огнеупорного изолирующего материала, расположенные между группами щеток различной полярности и придвинутые возможно ближе к коллектору (см. фиг. V). Образование кругового огня при этом сильно затрудняется. Для защиты головок обмотки также устанавливают иногда изолирующий щит между якорем и коллектором. Кроме того рекомендуется еще сильная вентиляция (обдувание коллектора) для быстрого отвода ионизированного воздуха от поверхности коллектора.

[Р32] Во избежание недоразумений следует указать, что собственно говоря в нейтральной зоне, т. е. посредине между полюсными наконечниками главных полюсов или под серединой дополнительного полюса (если они имеются), должны лежать не щетки, а секционные стороны, замыкаемые щетками накоротко. Самые щетки рас-

полагаются при этом в нейтралях только при кольцевых обмотках, сейчас совершенно не применяемых. При единственно встречающихся на практике барабанных обмотках щетки сдвинуты из нейтрали на половину полюсного деления, т. е. лежат под серединами главных полюсов.

[P33] Несколько непонятно утверждение автора, что при прямолинейной коммутации $\operatorname{tg}\alpha_1$ и $\operatorname{tg}\alpha_2$ равны 1, так как это возможно лишь в том случае, когда (см. фиг. 335) прямая изменения тока i наклонена к оси абсцисс под углом 45°. Между тем угол этот всецело зависит от выбора масштабов. Положение, что при прямолинейной коммутации плотность тока в контакте коллектор—щетка остается за весь период коммутации постоянной, может быть доказано из следующих соображений: плотность тока в какой-либо точке контакта

$$j = \frac{di}{dF},$$



Фиг. V.

где di — бесконечно малый ток, проходящий через данную точку, а dF — бесконечно малая площадь этой точки. Так как

$$dF = l_b v dt,$$

где l_b — аксиальная длина щетки, то

$$j = \frac{di}{dt} \cdot \frac{1}{l_b v} = \text{const}\,\frac{di}{dt}.$$

Так как с другой стороны $\frac{di}{dt} = \operatorname{tg}\alpha$, где α — угол наклона кривой изменения тока (в данном случае прямой) к оси абсцисс, то

$$j = \text{const} \cdot \operatorname{tg}\alpha.$$

В данном случае для всех точек прямой $\operatorname{tg}\alpha$ одинаков, следовательно и плотность тока по всей поверхности контакта одинакова и равна средней плотности тока

$$i_0 = \frac{I}{F}.$$

[P34] Согласно § 41 „Правил и норм для испытания электрических машин" требование получения номинального напряжения простирается до перегрузки в 1,2 раза.

[P35] Нахождение точек a, b, c, d представляет собой графическое решение уравн. (662). Аналитическое его решение невозможно, так как до сих пор не удалось найти уравнение характеристики холостого хода, т. е. кривой U_0 (i).

[P36] См. [P32].

[P37] Кривая $U(I)$ носит название внешней характеристики.

[P38] Пренебрегая в уравн. (659c) величиной $RI_A + U_b$, мы получим равенство

$$n = \frac{U}{z\,\frac{p}{a}\,\Phi''_w}$$

или

$$n\Phi''_w = U\,\frac{a}{pz}.$$

При постоянном напряжении сети U величина

$$U \frac{a}{pz} = \text{const},$$

т. е.

$$n\Phi''_w = \text{const}.$$

а это и есть уравнение равнобокой гиперболы, относительно координатных осей

$$n = 0$$

и

$$\Phi''_w = 0.$$

[P39] В СССР обязательным является соблюдение „Правил и норм для испытания электрических машин", одобренных IX Всесоюзным электротехническим съездом. В дальнейшем, при ссылках на отдельные параграфы этих норм, мы будем обозначать их сокращенно ПИЭМ.

[P40] Подобный способ получения кривой напряжения под щеткой дает значительные ошибки, особенно заметные на сбегающем крае щетки (т. е. на наиболее ответственном участке коммутации) и доходящие здесь до 55%.

Эти ошибки обусловлены наличием в цепи измерения весьма непостоянного контакта между главной щеткой и коллектором.

[P41] В настоящее время широко распространены сварные корпуса, как для малых, так и для больших машин. Их преимущества: простота устройства, легкость, механическая прочность, отсутствие раковин и внутренних напряжений (обычных в крупных отливках) и дешевизна.

[P42] Согласно § 41 ПИЭМ генератор должен выдерживать перегрузку током на 20% при номинальном напряжении. Поэтому для Θ нужно подставлять полный ток обмотки возбуждения, соответствующий 1,2-кратному номинальному якорному току и номинальному напряжению. При этом обычно § 65 германских норм выполняется сам собой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
1	Riemann-Weber	Частные диференциальные уравнения (Die partiellen Differentialgleichungen)	Vieweg, Braunschweig
2	Abraham	Теория электричества (Theorie der Elektrizität)	Teubner, Leipzig, 1921
3	Cohn	Электромагнитное поле (Das elektromagnetische Feld)	Hirzel, Leipzig, 1900
4	Maxwell-Weinstein	Электричество и магнетизм (Elektrizität und Magnetismus)	Springer, Berlin
5	Wallot	Физические и технические единицы (Die phys. u. techn. Einheiten)	E. T. Z., 1922, S. 1329
6	Emde	Примеры полей с ортогональными поверхностями (Beispiele f. flächennormale Felder)	E. u. M., 1906, S. 318
7	Spielrein	Поля, не имеющие ортогональных поверхностей (Nichtflächennormale Felder)	A. f. E., 1915, Band 3, S. 364
8	Hadamard	Лекции по математике (Vorlesungen über Mathematik)	Columbia Universität, 1915
8a	Emde (Referat)	То же	E. T. Z., 1921, S. 292
9	A. E. F.	Напряжение, потенциал и электродвижущая сила	E. T. Z., 1920, S. 641
10	»	Полный ток и линейная нагрузка	E. T. Z., 1911, S. 722
11	Emde	Закон индукции	E. u. M., 1908, S. 997
12	»	К закону индукции	E. u. M., 1909, S. 783
13	»	Наука об электричестве и учебники	Z. f. m. Unterr, 1917, S. 358
14	»	Число потокосцеплений (Kraftlinienwindungszahl)	E. u. M., 1912, S. 976
15	»	Преодолевающее или преодолеваемое напряжение?	E. u. M., 1923, S. 165
16	A. E. F.	Поле и поток	E. T. Z., 1914, S. 252
17	Emde	К расчету электромагнитов	E. u. M., 1906, S. 945
18	»	Связь между механической работой и магнитной энергией	E. T. Z., 1908, S. 817
19	Kalisch	Расчет подъемной (тяговой) силы электромагнитов	A. f. E., 1913, Bd. I., S. 394
20	Trettin	Об униполярных машинах	Polyt. J., 1913, p. 129
21	R. Richter	Направление вращения и чередование фаз	E. T. Z., 1913, S. 926
22	Jasse	Синхронные электродвигатели без возбуждения	A. f. E., 1913, Bd. 2, S. 26

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
23	Brüderlin	Машины с вращающимся полем с переменным реактивным сопротивлением	A. f. E., 1924, Bd. 13, S. 12
24	A. E. F.	Величины, характеризующие переменный ток	E. T. Z., 1920, S. 660
25	Schering	К проекту „Величин переменного тока"	E. T. Z., 1921, S. 985
26	V. D. E.	REM 1923	Selbstverlag d. V. D. E.
27	"	RET 1923	Selbstverlag d. V. D. E.
28	R. Richter	Якорные обмотки машин постоянного и переменного тока (Ankerwicklungen für Gleich-und Wechselstrommaschinen)	Springer, Berlin, 1922
29	K. Ott	Уравнительные соединения при петлевых обмотках	Diss. Karlsruhe, A. d. El. I., Bd. 4
30	Görges	Векторная диаграмма напряженности поля	E. T. Z., 1907, S. 1
31	Emde	Поле в зазоре и полный ток головки обмотки	E. u. M., 1922, S. 557
32	Brüderlin	Графическое разложение кривой поля возбуждения	E. T. Z., 1921, S. 1093
33	Emde	Параметр мощности и среднее вращающее усилие	E. T. Z., 1922, S. 1430
33a	"	Модели для пояснения фиктивного напряжения Фарадея—Максвелла	E. u. M., 1916, S. 137
34	Gumlich	Руководство по магнитным измерениям (Leitfaden d. magn. Messungen)	Fr. Vieweg. & Sohn, 1918
35	V. D. E.	Правила и нормы для испытания листового железа (Prüfungsvorschriften f. Eisenbleche)	Selbstverlag des V.D.E.
36	V. D. E.	Правила испытания динамного железа (Prüfungsvorschriften für Dynamobleche)	E. T. Z.
37	Gumlich	Об измерении высоких индукций	E. T. Z., 1909, S. 1065
38	Gumlich und Rose	О намагничивании постоянным и переменным током	E. T. Z., 1905, S. 503
39	Max Wien	Намагничивание переменным током	W. Ann., 1898, Bd. 66, S. 859
40	R. Richter	Предложение к представлению потерь на гистерезис	E. T. Z., 1910, S. 1241
41	J. J. Thomson	Вихревые токи в листовом железе	Electrician, 1892, p. 599
42	Dreyfus	Распределение поля и образование вихревых токов в якорях динамомашин	A. f. E., 1915, Bd. 4, S. 99
43	"	О возбуждении массивной магнитной цепи	A. f. E., 1915, Bd. 4, S. 314

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
44	R. Richter	Аппарат для испытания железа в цельных листах	E. T. Z., 1903, S. 341
45	V. D. E.	Опыты по старению динамного железа	E. T. Z., 1904, S. 497
46	Hopkinson	Намагничивание железа	Phil. Trans., 1885, Bd. 176, S. 455
47	Rüdenberg	О распределении индукции и расчете потерь	E. T. Z., 1906, S. 109
48	„	Энергия вихревых токов (Energie der Wirbelströme)	Enke, Stuttgart, 1906
48a	„	Поправки	F. T. Z., 1915, S. 22
49	Thornton	Распределение индукции в якоре	Electrician, 1906, Bd. 56, S. 959
50	Hale-Shaw Hay und Powell	Распределение индукции в зубцах	J. I. E. E., 1904, Bd. 34, S. 21
51	Studniarski	Распределение индукции в якорях	Diss. Hannover, 1905
52	Emde	Синус-рельеф и тангенс-рельеф в электротехнике (Sinusrelief und Tangensrelief in der Elektrotechnik)	Vieweg & Sohn, 1924
53	Lehmann	Графические методы для определения направления силовых линий	E. T. Z., 1909, S. 995
54	R. Richter	Поле в воздушных пространствах электрических машин	A. f. E., 1922, Bd. 11, S. 85
55	Spielrein	Геометрия в расчетах электрической прочности	A. f. E., 1916, Bd. 4, S. 78
56	F. W. Carter	Индукция в междужелезном пространстве (воздушном зазоре)	El. World and Eng., 1901, V. 38, p. 884
57	Roeterink	Теоретическое и экспериментальное исследование поперечного поля впадины	A. f. E., 1919, Bd. 7, S. 292
58	Gans	Магнитное сопротивление зубчатого якоря	A. f. E., 1921, Bd. 9, S. 231
59	Frey	Применение конформных изображений в практических задачах электромашиностроения	A. d. El. 1, Bd. 4
60	F. W. Carter	Индукция в воздушном зазоре и в междуполюсных промежутках	J. I. E. E., 1900, V. 29, p. 925
61	Hague	Поток рассеяния при круглых поперечных сечениях полюсного сердечника	J. I. E. E., 1923, V. 61, p. 1072
62	Baily	О гистерезисе вращения	Phil. Trans., 1906, V. 187, p. 715
63	Beattie und Clinker	„ „ „	Electrician, 1896, p. 723
64	Grau und Hiecke	„ „ „	A. d. W., Wien, 1896, Bd. 105, S. 933
65	Schenkel	„ „ „	E. T. Z., 1902, S. 429
66	Planer	„ „ „	Diss. Zürich, 1907
67	Vallauri	„ „ „	E. u. M., 1911, S. 811
68	Brauberger	„ „ „	Diss. Stuttgart, 1913
69	Gans und Loyarte	„ „ „	A. f. E., 1915, Bd. 3, S. 139

Продолжение

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
70	R. Richter	Влияние неравномерного распределения индукции	E. T. Z., 1903, S. 710
71	Ytterberg	Железные потери в электрических машинах	Diss. Berlin, 1914
72	Rüdenberg	Добавочные потери в синхронных машинах и их измерение	E. T. Z., 1924, S. 37
73	Siebert	Вихревые токи в полюсных наконечниках	Diss. Braunschweig, 1908
74	Picou	Потери на вихревые токи в полюсных наконечниках	L'Ind. El., 1901, p. 493
75	„	Потери от вихревых токов	L'Ind. El., 1905, V. 14, p. 5
76	Rüdenberg	Потери на вихревые токи в массивных полюсных наконечниках	E. T. Z., 1905, S. 181
77	Dexheimer	Потери в полюсных наконечниках динамомашин	Diss. Karlsruhe, 1906, A. d. El. I., Bd. 2
78	Radt	Железные потери в эллиптических вращающихся полях	Diss. Karlsruhe, 1911, A. d. El. I., Bd. 2
79	Bragstad und Fraenckel	Исследование и расчет добавочных потерь в асинхронных двигателях	E. T. Z., 1908, S. 1074
80	Tower	О трении в подшипниках	Proc. I. M. E. 1883, p. 637
81	Dettmar	Трение в подшипниках, новые опыты и расчет	Polyt. J., 1900, p. 88
82	Stribeck	Существенные свойства скользящих и шариковых подшипников	V. D. I., 1902, Bd. 46, S. 1340
83	Lasche	Трение в подшипниках при больших окружных скоростях	Z. d. V. 1902, Bd. 6, S. 1881
84	„	Материалы и конструкции в турбодинамостроении (Konstruktion und Material im Bau von Turbodynamos)	Springer, 1920
85	Reynolds	Теория трения (цапф) в подшипниках	Sc. Papers, 1886, V. 2, p. 228
86	Sommerfeld	Гидродинамическая теория трения при смазке	Z. f. M. u. Ph., 1904, Bd. 50, S. 97
87	Gümbel	Коэфициент трения при трении жидкостей	Z. f. T., 1918, S. 205
88	B. B. C.	Руководящие направления в конструировании опорных подшипников	BBC—Mitteilungen, 1919, S. 104
89	B. B. C.	Справочник „Hütte" т. I и II (Taschenbuch „Hütte", I, II)	Selbstv. d. V. D. I., 20 Aufl.
90	Arnold-la Cour	Машины постоянного тока, ч. I (Die Gleichstrommaschine, I)	Springer, 3. Aufl., 1919
91	Binder	О процессах в щетках	W. V. Siemens, 1922, Bd. 2, S. 158
92	Czepek	Переходное сопротивление угольных щеток на коллекторе	A. f. E. 1916, Bd. 5, S. 161

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
93	V. D. E.	Нормы для меди (Kupfernormen)	Selbstverlag des V.D.E.
94	A. B. Field	Вихревые токи в проводниках, уложенных во впадины	A. I. E. E., 1905, S. 659
94a	R. Richter (Referat)	То же	E. T. Z., 1905, S. 1038
95	Emde	Одностороннее вытеснение тока во впадинах якоря	E. u. M., 1908, S. 703
96	„	Метод комплексных величин для колебаний	E. u. M., 1909, S. 79
97	„	Об одностороннем вытеснении тока	E. u. M., 1922, S. 301
98	Rogowsky	О добавочных медных потерях	A. f. E., 1913, Bd. 2, S. 81
99	R. Richter	О добавочных медных потерях	A. f. E., 1914, Bd. 2, S. 518
100	„	О добавочных потерях на джоулево тепло. II Проект обмотки для зубчатого якоря	A. f. E., 1915, Bd. 4, S. 1
101	„	О добавочных джоулевых потерях. III. Обмотки с подразделенными проводниками	A. f. E., 1916, Bd. 5, S. 1
102	W. Thomson	Скин-эффект	M. Papers, 1890, V. 3, p. 493
103	Edwards	Активное сопротивление проводников прямоугольного сечения	Phys. Rev., I, 1911, V. 33, p. 184
104	Press	То же	Phys. Rev., II, 1916, V. 8, p. 417
105	Pohl	Добавочные потери в петушках	E. T. Z., 1920, S. 997
106	Dreyfus	Добавочные потери на коммутирование у машин постоянного тока	E. u. M., 1914, S. 281
107	„	Теория добавочных потерь на коммутирование в машинах постоянного тока	A. f. E., 1915, Bd. 3, S. 273
108	„	Добавочные потери от вытеснения тока при коммутировании у одноякорных преобразователей	A. f. E., 1915, Bd. 4, S. 42
109	„	Расчет поперечного поля впадины для ненагруженного якоря	A. f. E., 1917, Bd. 6, S. 165
110	„	Вихревые токи в массивных проводниках якоря при холостом ходе	A. f. E., 1918, Bd. 6, S. 327
110a	R. Richter (Referat)	Поперечное поле впадины и тепловые потери от вихревых токов при холостом ходе	E. T. Z., 1920, S. 137
111	Dreyfus	Теория рассеяния лобовых частей (обмотки)	E. T. Z., 1920, S. 106
112	R. Richter	Индуктивность рассеяния лобовой части обмотки	W. V. Siemens, 1922, Bd. II, S. 145
113	Sumec	Расчет самоиндукции	E. T. Z., 1906, S. 1175

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
114	Orlich	Емкость и индуктивность (Kapazität und Induktivität)	Wieveg & Sohn, 1909
115	Heiles	К вопросу о магнитном экранировании и отражении	E. u. M., 1922, S. 477
116	Korndörffer	Расчет дроссельных катушек	E. T. Z., 1917, S. 521
117	Dettmar	Календарь электротехника (Kalender für Elektrotechniker)	Oldenbourg, 1921, S. 52
118	Czeija	Развитие вентилирующих устройств электрических машин	E. T. Z., 1912, S. 313
119	S. S. W.	Турбогенераторы переменного тока (Wechselstrom-Turbogeneratoren)	Selbstverlag der S. S. W.
120	„	Генераторы для водяных турбин (Generatoren für Wasserkraftmaschinen)	Selbstverlag der S. S. W.
121	Reichel	Временные границы в электромашиностроении	Z. d. V., 1920, S. 543
122	R. Richter	Новости в электромашиностроении	E. T. Z., 1922, S. 421
123	Pohl	Успехи электромашиностроения	E. T. Z., 1923, S. 729
124	Sachs (Referat)	Проблемы нагревания и вентиляции для больших турбогенераторов	E. u. M., 1923, S. 238
125	Sachs	Из области крупного машиностроения	E. u. M., 1923, S. 505
126	H. Richter	Развитие взрывобезопасных электродвигателей	Siemens-Z., 1923, S. 183
127	Monson	Замкнутый цикл охлаждения	G. E. Rev., 1922, S. 750
128	Kyser	Защитные устройства для турбогенераторов	E. u. M., 1923, S. 161
129	Rietschel-Brabbée	Техника отопления и вентиляции (Heiz- und Lüftungstechnik)	Springer, 1922
130	Binder	Теплопередача, вентиляция и охлаждение электрических машин (Wärmeübergang, Lüftung u. Kühlung elektr. Maschinen)	W. Knapp, 1911
131	Planck	Лекции по теории лучистой теплоты (Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung)	J. A. Barth, 1921
132	L. Lorenz	О тепло- и электропроводности металлов	Ann. Ph. Ch. 1881, V., 13, p. 582
133	Nusselt	Теплопроводность теплоизолирующих материалов	F.-Arb., 1909, Heft 63 u. 44
134	Hencky	Исследования в области коэфициентов теплопередачи	Z. Kälte-Ind., 1915 S. 91
135	Lubowsky	Опыты для определения теплоотдачи	E. T. Z., 1921, S. 79
136	Symons und Walker	Тепловой поток в электрических машинах	J. I. E. E., 1912, V. 48, p. 674

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
137	Nusselt und Jürges	Охлаждение плоской стенки потоком воздуха	Ges.-Ing., 1922, Heft 52
138	Hinlein	К вопросу о нагревании электрических машин	F.-Arb., 1911, Heft 98 u. 99
139	Nusselt	Основной закон теплопередачи	Ges.-Ing., 1915, S. 477
140	„	Охлаждение цилиндра перпендикулярным к его оси воздушным потоком	Ges.-Ing. 1922, S. 97
141	Rietschel	Исследования по теплоотдаче	M. Heiz, Lüftg, 1910, Heft 3
142	H. Thoma	Котлы высокой мощности (Hochleistungskessel) (есть на русском языке, издание Макиз)	Springer, 1921
143	L. Ott	Исследования по вопросу о нагревании электрических машин	F.-Arb., 1906, Heft 35 u. 36
144	Nusselt	Теплопередача в трубах	Z. d. V., 1917, S. 685
145	„	Зависимость теплопередачи от скорости	Stahl u. Eisen, 1923, № 14
146	Pohl	К расчету количества тепла, выделяющегося в электрических машинах	A. f. E., 1923, Bd. 12, S. 361
147	Gröber	Основные законы теплопроводности и теплопередачи (Grundgesetze der Wärmeleitung und des Wärmeübergangs)	Springer, 1922
148	Landolt und Börnstein	Физико-химические таблицы (Physikal-chem. Tabellen)	Springer, 1923
149	Janet	Теплопроводность изолирующих труб	E. u. M., 1921, S. 446
150	Vidmar	Дополнения к правилам и нормам о нагревании	E. u. M., 1918, S. 49
151	Rogowski	То же	A. f. E, 1918, Bd. 7, S. 41
152	Jakob	Распределение температур в электрических обмотках	A. f. E., 1919, Bd. 8, S. 117
153	Rogowski und Vieweg	Максимальная температура в катушках	A. f. E., 1919, Bd. 8, S. 329
154	Lubowsky	Измерение максимальных температур в обмотках	E. T. Z., 1920, S. 646
155	Jakob	Максимальная температура в катушках	A. f. E., 1921, Bd. 10, S. 47
156	Humburg	Распределение температур внутри катушек	E. u. M., 1909, S. 677
157	Binder	То же	A. f. E., 1913, Bd. 2, S. 131
158	Rayner	Экспериментальное определение распределения температур в катушках	Electrician, V. 72, p. 702
159	Böhm	Нагревание электрических машин с радиальными пазами	E. T. Z., 1921, S. 1389
160	„	Предварительный расчет нагревания электрических машин	E. T. Z., 1922, S. 810

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
161	Lamme	Проблема нагревания больших турбогенераторов	E. u. M., 1921, S. 238
162	Fischer-Hinnen	Нагревание электрических машин и трансформаторов	E. u. M., 1918, S. 205
163	Oelschläger	Нагревание при продолжительной и перемежающейся работе	E. T. Z., 1900, S. 1058
164	Schwaiger	Эксплоатация электродвигателей (Elektromotor Betriebe)	Samml. Göschen, Bd. 827
165a	Blanc	Продолжительная мощность, временная мощность, мощность при повторно-кратковременной работе	E. T. Z., 1920, S. 812
165b	„	То же	E. T. Z., 1922, S. 173
166	Osborne	Определение мощности при прерывистой (повторно кратковременной) работе	E. T. Z., 1922, S. 681
167	Knorr	Графический способ изучения процессов нагревания	E. T. Z., 1922, S. 1033
168	Herczeg	Кривая нагрева при произвольной нагрузке	E. T. Z., 1923, S. 916
169	R. Richter	Кривая нагрева при нагрузке, изменяющейся по линейной функции времени	E. T. Z., 1923, S. 449
170	Arnold	Машины постоянного тока, ч. II (Die Gleichstrommaschine, II)	Springer, 1907
171	Pichelmayer	Динамостроение (Dinamobau)	Hirzel, 1908
172	R. Richter	Сериесные (последовательные) электродвигатели переменного тока фирмы S. S. W.	E. T. Z., 1906, S. 537
173	Girault	Выпрямление тока в машинах постоянного тока	L'Ind. El., 1898, p. 153
174	Arnold und Mie	То же	E. T. Z., 1899, S. 97
175	Rüdenberg	Теория коммутации (Theorie der Kommutation)	Enke, Stuttgart, 1907
176	Mauduit	Экспериментальные и теоретические исследования по выпрямлению тока (Exp. u. theor. Untersuchungen über Stromwendung)	Dunot et Pinat, Paris, 1912
177	Lamme	Выпрямление тока	A. I. E. E., 1915, V. 34, p. 1559
178	Rezelman	Исследования о выпрямлении тока (Untersuchungen über Stromwendung)	Bruylant, Brüssel, 1914
179	Lehmann	Поле якоря в воздухе, в нейтральной зоне	A. f. E., 1923, Bd. 12, S. 144
180	R. Richter	Поле якоря в междуполюсных промежутках и индуктированная электродвижущая сила	A. f. E., 1924, Bd. 13, S. 67

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
181	Dreyfus	Новый путь для построения теории коммутации	A. f. E., 1923, Bd. 12, S. 286 u. 398
182	R. Richter	Машины с дополнительными полюсами, при частичном выполнении ярма из листового железа	D. R. P. 289420
183	Trettin	Включение больших электродвигателей постоянного тока без пускового сопротивления	E. T. Z., 1912, S. 759
184	Busch	Устойчивость, неустойчивость и качания в электротехнике (Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik)	Hirzel, 1913
185	Westmann	Устойчивая работа электрических машин постоянного тока	E. T. Z., 1923, S. 487
186	Jasse	Расчет пусковых и регулировочных реостатов (сопротивлений) (Berechnung der Anlass- und Regulierwiderstände)	Springer, 1923
187	Kelen	Изменение полярности и потеря остаточного магнетизма	E. u. M., 1920, S. 225
188	Kraemer	Машина для тока постоянной силы	E. T. Z., 1909, S. 798
189	Rösenberg	То же	E. T. Z., 1905, S. 393
190	Rüdenberg	Электрические процессы при включениях и выключениях (есть в русском переводе изд. 1931, 1933 гг.: „Явления неустановившегося режима в электрических установках") (Elektrische Schaltvorgänge)	Springer, 1923
191	Humburg	Качания электродвигателей постоянного тока (Pendeln bei Gleichstrommotoren)	Diss. München 1912
192	Leyerer	О самовозбуждении переменным током у машин постоянного тока	A. f. E., 1920, Bd. 9, S. 95
193	Wettler	Измерение сопротивления якоря машин постоянного тока	E. T. Z., 1902, S. 8,
194	Görges und Weidig	Крутильный измеритель для определения вращающего момента	E. T. Z., 1913, S. 701
195	Vieweg und Wetthauer	То же	Z. d. V., 1914, S. 615
196	R. Richter	Схема включения для исследования электродвигателей при разбеге	E. u. M., 1922, S. 157
197	V. u. R. Vieweg	О разделении потерь на трение о воздух и в подшипниках	A. f. E., 1923, Bd. 12, S. 546

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство
198	R. Richter	Электрические машины постоянного тока, статья из „Ежегодной справочной книги для электротехников“ Штреккера, 1913 (Gleichsstrommaschinen aus Streckers Jahrbuch d. El. 1913)	Oldenbourg, Müncheu
199	R. Richter	Электрические машины с обмотками из алюминия и т. п. (Elektrische Maschinen mit Wicklungen aus Aluminium usw.)	Vieweg, Braunschweig, 1916
200	Ziehl	О турбогенераторах постоянного тока	E. T. Z., 1909, Heft 28
201	Unger	Элементы конструкции динамомашин из „Техники сильных токов“ („Starkstromtechnik“)	Ernst & Sohn, Berlin
202	Kloss	Примеры выполненных машин (там же)	Ernst & Sohn, Berlin
203	Schering	Изолирующие материалы в электротехнике (Isolierstoffe der Elektrotechnik)	Springer, 1924

ОПЕЧАТКИ

Стр.	*Строка*	*Напечатано*	*Должно быть*
16	3 сверху	$[f(x) - f(-x)]$	$[f(x) + f(-x)]$
17	17 снизу	$C = A \sin(x + \alpha) +$	$c = A \sin(x + \alpha) +$
19	4 »	$H'_n = \frac{\Pi}{\Pi'_n} H_n =$	$H'_n = \frac{\Pi}{\Pi'} H_n =$
22	19 сверху	$H'_t = N_t$	$H_t' = H_t$
26	5 »	$\frac{U_m}{\varphi} \int_L \frac{al}{\Pi_q}$	$\frac{U_m}{\varphi} = \int_L \frac{dl}{\Pi_q}$
38	4 »	$\int_0^t -(UI - RI^2)$	$\int_0^t (-UI - RI^2)$
39	13 »	$= \frac{1}{2} \int \Pi H^2 dv$	$= \frac{1}{2} \int_V \Pi H^2 dv$
41	2 снизу	$= \sqrt{2}\, I_1$	$= \sqrt{2} I_{1\,эфф}$
41	1 »	$= \sqrt{2}\, I_2$	$= \sqrt{2}\, I_{2\,эфф}$
42	3 сверху	$= \frac{1}{2} M I_1 I_2$	$= \frac{1}{2} M I_{1\,эфф} I_{2\,эфф}$
44	19 »	$A = (W_2 - W_1)$	$A = -(W_2 - W_1)$
44	1 снизу	$= \frac{\partial W}{\partial x}$.	$= -\frac{\partial W}{\partial x}$
45	6 сверху	(61)	(61b)
57	3 снизу	(фиг. 43b)	(фиг. 43a)
57	2 »	фиг. 43B	фиг. 43b
136	4 »	волны	волны $\sin\left(\omega t \mp \nu \frac{x\pi}{\tau}\right)$
139	17 »	на дугу $\frac{2\pi}{m}$	на дугу $\frac{2\tau}{m}$
193	7 сверху	$U_Z \approx \frac{H_0 + 4H_M + H_h}{6}$	$U_Z \approx h \frac{H_0 + 4H_M + H_h}{6}$
213	11 »	$\left(\frac{dB}{dx_1'}\right)^2$	$\left(\frac{db}{dx_1'}\right)^2$
223	14 снизу	$f_1 = N_2 a$	$f_1 = N_2 n$
231	8 сверху	В числителе формулы (309a) вместо P_0 должно быть P_1	

Рихтер, ч. I.

Стр.	*Строка*	*Напечатано*	*Должно быть*
248	1 снизу	$\sqrt{\frac{\mu}{10^5}\frac{}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{\mu}{10^5}\frac{f}{\rho}}$
260	5 „	$V_W = \frac{\pi^2}{}$	$V_W = \frac{\pi^2}{3\rho}$
277	9 сверху	$\frac{\operatorname{sh} 2\xi - \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi + \cos 2\xi}$	$\frac{\operatorname{sh} 2\xi - \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi - \cos 2\xi}$
306	7 „	$\zeta = 0{,}2$	$\zeta = 0{,}5$
329	22 „	$\frac{d}{d}$	$\frac{d}{d'}$
331	3 снизу	$\tau_{\max} =$	$\tau =$
335	8 сверху	$+\frac{b_1}{a^2}$	$+\frac{b_1}{a_1^2}$
338	11 „	$2A_1 = \left(\frac{b_2}{a_1^2} - \frac{b_1}{a_1^2}\right)$	$2A_1 = \left(\frac{b_2}{a_2^2} - \frac{b_1}{a_1^2}\right)$
343	11 „	$w = h'(\vartheta_E - \vartheta)$	$w = h'(\vartheta_E - \vartheta_L)$
358	11 снизу	$-e^{\frac{b}{T_b}}$	$-e^{-\frac{b}{T_b}}$
386	12 снизу	$r_1 i_1 + R_v i_1 R_s i -$	$r_1 i_1 + R_v i_1 + R_s i -$
393	2 сверху	$= \frac{2rsT}{b\left(1 - \frac{t}{T}\right)^2}$	$= \frac{2rsT}{b\left(1 - \frac{t}{T}\right)}$
517	4 сверху	$\sqrt{\frac{I_{A_1} + I^2_{A_2}}{2}}$	$\sqrt{\frac{I^2_{A_1} + I^2_{A_2}}{2}}$